

# Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“

gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

und der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik

unter der Redaktion von Karl Scheel

Jahrgang

15. März 1923

Nr. 6

## 1. Allgemeines.

**André Marie Ampère.** Sondernummer der Revue générale de l'électricité 6, 306 S., 22. November. Darstellung des Lebens und des Lebenswerkes Ampères von einer 56-jährigen Zahl von Fachgelehrten; Beschreibung der Zentenarfeier der Ampèreschen Entdeckungen mit den Festreden; endlich Zusammenstellung der französischen elektrischen Industrie 100 Jahre nach diesen Entdeckungen. SCHEEL.

**Wiener.** Wilhelm Hallwachs †. Phys. ZS. 23, 457—462, 1922, Nr. 22/23.

**D. Crommelin.** J. C. Kapteyn. Nature 110, 48—49, 1922, Nr. 2749.

**James Arthur Pollock.** Nature 110, 359—361, 1922, Nr. 2758.

SCHEEL.

**H. Kennard.** On a Simplified Proof for the Retarded Potentials and Huyghens's Principle. Phil. Mag. (6) 43, 1014—1017, 1922, Nr. 257. [S. 291.] ERPLE.

**John Satterly.** Der Reibungskoeffizient eines Gases. Ein einfacher Laboratoriumsversuch. Proc. Trans. Roy. Soc. Canada 15, 117—124, 1921, Nr. 3. Für den Durchfluß eines Gases durch ein Kapillarrohr gilt das Poiseuillesche Gesetz, wenn die Druckdifferenz an den beiden Enden der Kapillare klein gegen jeden der beiden Drucke ist. Da in das Poiseuillesche Gesetz der Reibungskoeffizient in sehr einfacher Form eingeht, so gestatten derartige Durchströmungsversuche, ihn für Luft zu bestimmen. Verf. bildet das Verfahren als Praktikumsversuch aus. Es läßt sich sehr deutlich die kritische Geschwindigkeit demonstrieren, bei welcher Wirbel auftreten beginnen und bei der das Poiseuillesche Gesetz seine Gültigkeit verliert. Bei bekannter Druckdifferenz, bekannter Rohrlänge und bekanntem Rohrdurchmesser kann man rückwärts die durchströmende Gasmenge berechnen, und die Durchströmungsröhre vermag so ein Gasometer zu ersetzen. \*BYK.

**Ernst Diehl.** Die Brennpunkteigenschaften der Kegelschnitte, abgeleitet mit Hilfe der Kollineation. ZS. f. math. u. naturw. Unterr. 53, 200—210, 1922, Nr. 9/10. I. Allgemeine Sätze. II. Welchen Punkten des Kreises sind die Brennpunkte des kollinearen Kegelschnitts verwandt? III. Wie findet man die Punkte  $F_1$  und  $F_2$  in gegebenem Zentrum? IV. Brennpunkteigenschaften der Kegelschnitte. ERPLE.

**W. A. Schuch and Lomb** Contour measuring projector. Amer. Mach. 57, 743—744, 1922, Nr. 19. Der Projektionsapparat dient zur Untersuchung von Lehren, Gewinden, Zahnradern und Formfräsern, wobei das Bild auf einen mit dem Apparat verbundenen

horizontalen Tisch geworfen wird, so daß kein Dunkelraum zur Beobachtung nötig ist. Das zu untersuchende Stück kann in V-Schienen oder zwischen Spitzen aufgenommen und in drei zueinander senkrechten Richtungen eingestellt werden, wodurch auch die Fokussierung erfolgt. Die Beleuchtung geschieht durch eine 6-Volt-Lampe von 108 Watt oder eine W-Bogenlampe. Vorgesehen sind zwei Objektive von 24 und 48 mm und zwei Okulare von 5- und 12,5facher Vergrößerung. Der Flankendurchmesser muß mit Rücksicht auf den Steigungswinkel rechnerisch korrigiert werden. Es wird eine einstellbare Schablone mit Gradbogen und Nonius (für den Winkel) sowie einstellbaren Linealen für Steigung und Abflachung beigegeben. Die Steigung wird durch mikrometrische Verschiebung des Gewindes bestimmt, ebenso Zahnstärke und -höhe von Zahnrädern. Spiralzahnräder werden schief oder in Aufsicht beleuchtet. Es können auch photographische Aufnahmen gemacht werden. BERNARD

**A. Stadel.** Vereinheitlichung der Größe mikroskopischer Abbildungen. Bericht Nr. 3 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. 1. Sitzung 19. 12. 1920, 2 S. Vorgeschlagen werden die Vergrößerungen 1, 2, 5, 10, 20, 50, 100, 200, 500 und 1000, die mit einer Genauigkeit von etwa 2 Proz. innezuhalten wären. In der ersten Linie soll 100-, 500- und 1000fache Vergrößerung verwendet werden, während nach unten und oben hin (für Sonderzwecke) freie Hand gelassen wird. Als Form wird vorgeschlagen: Durchmesser der kreisförmigen Bilder 65,5 oder 79,8 mm, entsprechend einem Flächeninhalt von 2500 bzw. 5000 mm<sup>2</sup>. Die gleiche Größe wird in quadratischen Bildern mit der Kante 50 bzw. 70,7 mm erreicht. In einem Nachtragsbericht wird mit Rücksicht auf die eingetretene Teuerung ein kleineres Bildformat empfohlen. BERNARD

**G. Berndt.** Gewindemessungen. Präzision 2, 1—2, 1923, Nr. 1. Es wird darauf hingewiesen, daß man auch bei Gewindemessungen, genau so wie bei den technischen Längenmessungen, zu relativen Methoden übergehen müsse, d. h. nur die Unterschiede gegen ein auf andere Weise genau gemessenes Normal feststellen, da es nur so möglich ist, die Genauigkeit der Betriebsmessungen zu steigern. So soll man bei den üblichen Steigungs-Meßmaschinen die Verschiebung nicht durch die Mikrometerschraube messen, sondern den Hauptteil der Verschiebung durch ein zwischengelegtes Endmaß vornehmen. Ebenso soll man den Flankendurchmesser nicht unmittelbar, etwa mit dem Schraubenmikrometer bestimmen, sondern nur die Unterschiede der Flankendurchmesser von Prüfstück und Normal ermitteln. Hierzu werden kugelige Meßkörper empfohlen, während vor der üblichen Form (Kegel und Kimme) entschieden gewarnt wird. BERNARD

**Beard** Self-Aligning and Centring Inside Micrometer Gage. Amer. Mach. 57, 664, 1922, Nr. 17. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in Machinery 1922, 289, 1922. BERNARD

**Ettore Cardoso.** Recherches sur la piézométrie absolue. I. Comparaison entre le manomètre à poids et les manomètres à écrasement en verre. Journ. chim. phys. 19, 217—243, 1921, Nr. 3. [S. 277.]

**Ettore Cardoso et Tullio Levi.** Recherches sur la piézométrie absolue. Comparaison entre le manomètre à poids et le manomètre à azote. Compressibilité de l'azote à 16°. Journ. chim. phys. 19, 244—259, 1921, Nr. 3. [S. 277.] VALENTIN

**R. Whiddington.** Die Verwendung des Ultramikrometers zur Messung von physikalischen Größen. Electr. Rev. 91, 368, 1922. Der Apparat besteht nach dem Prinzip aus zwei elektrischen Schwingungskreisen, von denen die Frequenz des ein-

ch eine Kapazitätsänderung des Kondensators (eine Kondensatorplatte beweglich gebracht) beeinflußt werden kann. Aus der Frequenzdifferenz gegen den anderen Schwingungskreis läßt sich die Größe der Verschiebung bestimmen. — Es sind Längenänderungen bis  $10^{-8}$  cm, Temperaturänderungen bis  $10^{-6}$  Grad gemessen worden. — Anwendbar ist die Methode auch zur Messung geringer Druckunterschiede und Konstruktion einer Mikrowage. (Aus Zeitschriftenschau d. Telegraphentechn. Gesamts; Ref.: Schönborn.) SCHEEL.

## 2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

Guillaume. Transformation de l'énergie rayonnante à l'aide de l'ellipsoïde d'onde. C. R. séance. soc. d. phys. de Genève 39, 107—110, 1922, Nr. 2. Arch. sc. phys. et nat. (5) 4, Juli-August, 1922.) [S. 300.]

H. Kennard. On a Simplified Proof for the Retarded Potentials and Poynting's Principle. Phil. Mag. (6) 43, 1014—1017, 1922, Nr. 257. [S. 291.] ERFLE.

Guillaume. Représentation graphique de l'Optique des corps en mouvement. C. R. Soc. suisse de phys. Bâle 1921. Arch. sc. phys. et nat. (5) 3, —315, 1921, Mai/Juni. Über frühere Arbeiten von Guillaume (und von Guillaume Willigens) auf diesem Gebiete findet man Angaben in diesen Berichten 2, 8, 551, 597 und 1126, 1921. Aus der vorliegenden Veröffentlichung soll deshalb einiges hervorgehoben werden. Es werden zwei rechtwinklige Koordinatensysteme  $S_1$  und  $S_2$  mit gemeinsamer  $x$ -Achse betrachtet, deren Relativgeschwindigkeit  $v$  ist. Vom Koordinatenanfangspunkt  $O_2$  gehe eine Lichtwelle in dem Augensystem  $S_1$  aus, in dem  $O_2$  mit  $O_1$  zusammenfällt. Nach einer Sekunde ist im System  $O_2$  die Wellenfläche eine Kugel mit dem Radius  $c_2 = c_0 = 3 \cdot 10^{10}$  cm/sec. Der entstehende Hodograph für einen Beobachter im System  $S_1$  ist ein Ellipsoid, weil aus der Lorentztransformation  $[u_2 = \beta(u_1 - \alpha x_1)]$ , wo  $\beta^2 = 1:(1 - \alpha^2)$  und  $\alpha = v/c_0x_1 = u_1 \cos \varphi_1$  setzt,

$$c_1 = \frac{c_0}{\beta(1 - \alpha \cos \varphi_1)} \dots \dots \dots (2)$$

aus denen das Dopplersche Prinzip  $[c_1/N_1 = c_2/N_2]$ , die Aberration

$$[\cos \varphi_1 = \frac{\cos \varphi_2 + \alpha}{1 + \alpha \cos \varphi_2}],$$

des Fizeauschen Versuch  $[\cos \varphi_2 = \frac{1}{n}$  und  $\cos \varphi_1 = \frac{1 + \alpha n}{n + \alpha}]$  und schließlich die Erklärung des Versuchs von Michelson und Morley. — Man findet ebenfalls das Ellipsoid, „wenn man von der polyparametrischen Darstellung der Zeit ausgeht“; nach  $\tau_2^0$  Sekunden hat nämlich die Lichtbewegung im System  $S_2$  die Kugelfläche erreicht:

$$x_2^2 + y_2^2 + z_2^2 = c_0^2 (\tau_2^0)^2 \dots \dots \dots (1')$$

$\tau_2^0$  für jeden Punkt  $x_2, y_2, z_2$  der Kugel denselben Wert hat. In  $S_1$  erscheint diese Kugel als Ellipsoid

$$x_1^2 + y_1^2 + z_1^2 = c_0^2 \tau_1^2 \dots \dots \dots (3)$$

da  $\tau_1$  keine Konstante ist, sondern

$$\tau_1 = \frac{\tau_2^0}{\beta(1 - \alpha \cos \varphi_1)} \dots \dots \dots (4)$$



„Da die Relativisten fordern, daß die Kugel (1') auch für  $S_1$  eine Kugel sei, sind gezwungen, zu sagen, daß sie aus nicht synchronen Punkten besteht.“ — Vom Guillaumeschen Standpunkt aus ist der Schluß Einsteins: „Die betrachtete Welle ist also auch im bewegten System betrachtet eine Kugelwelle von der Ausbreitungsgeschwindigkeit  $c_0$ “ [A. Einstein setzt  $V$  statt  $c_0$ ; Zur Elektrodynamik bewegter Körper, Ann. d. Phys. (4) 17, 891—921, 1905, besonders S. 901] unzulässig. ERN

### 3. Mechanik.

**B. Strauss.** Der Kurzerzerreißstab. Bericht Nr. 4 des Werkstoffausschusses Ver. d. Eisenhüttenleute. 1. Sitzung 19. 11. 1920, 8 S. Mit Rücksicht auf die Möglichkeit, den Normalzerreißstab (Meßlänge  $l = 10. d$ ) in allen Fällen entnehmen zu können, sowie auf die Kosten, sollte ein kürzerer Zerreißstab von  $l = 5. d$  verwendet werden. Für die Arbeiten des Werkstoffausschusses standen die Ergebnisse an 3580 Stäben aus Flußeisen und C-Stahl bei 25 Werken zur Verfügung. Bezeichnet man mit  $e$  das Verhältnis der Dehnungen am Normalstab, bezogen auf  $l = 5. d$  und  $l = 10. d$ , und mit  $e'$  das Verhältnis der Dehnungen am kurzen Stab ( $l = 5. d$ ) und am Normalstab ( $l = 10. d$ ) (wobei also  $e'$  den Einfluß der Stabköpfe enthält), ergab sich im Mittel für  $e':e$  der Wert 0,97, während Rudeloff (Forschungsbericht Nr. 215) 0,96 gefunden hatte; eine Abhängigkeit des Verhältnisses  $e':e$  von der Dehnung oder Einschnürung war nicht zu erkennen. Es wird eine Kurve gegeben, aus der man bei bekannter Dehnung  $e$  entnehmen und dann damit  $e'$  berechnen kann. Im Mittel ergibt sich  $e'$  zu 1,22 (bei Rudeloff zu 1,21), die Dehnung am kurzen Stab ist also im Mittel um 22 Proz. größer als am Normalstab; dies wurde auch durch weitere Versuche bestätigt, durch welche die Gesamtzahl der geprüften Stäbe auf 7102 stieg. Betrachtet man aber die Ergebnisse einzeln, so zeigt sich, daß mit wachsender Dehnung  $e'$  abnimmt und  $e$  zunimmt. Es gibt also, was auch schon die Versuche von Rudeloff gelehrt hatten, keinen konstanten Umrechnungsfaktor für die Dehnung von dem Normal- auf den kurzen Stab. BERN

**Jos. Geiger.** Torsiograph und Vibrograph und neuere mit denselben gewonnenen Meßergebnisse. Maschinenbau 2, 167—173, 1922, Nr. 5/6. (Gestaltung 2, 69—75, 1922, Nr. 5/6.) Der aus früheren Veröffentlichungen bekannte Torsiograph und Vibrograph des Verf. werden kurz beschrieben. Die experimentelle Untersuchung ersteren ergab, daß das Schreibgestänge für alle Vergrößerungen auch bei geringen Schwingungszahlen  $n$  von 15 000 und Beschleunigungen bis  $2600 \text{ m/sec}^2$  einwandfrei arbeitet; für den vollständigen Torsiographen wurde dies bis zu  $n = 8000/\text{Min}$  nachgewiesen. Der verwendete Bandantrieb kann bei Verwendung kurzer Bänder aus Spezialmaterial bis 6500/Min. benutzt werden. Die Eichung des Vibrographen lehrte, daß er Ausschläge von  $1/20$  bis über 10 mm, Frequenzzahlen vom Doppelten der Eigenschwingungszahl bis etwa 10 000/Min. einwandfrei angibt. — Es werden dann die Ergebnisse einiger Untersuchungen mit diesem mitgeteilt, so an einer Schiffsdieselmachine, bei Erschütterungen eines Hauses, die durch drei lange laufende Ölmaschinen verursacht waren, bei Autos und Lastwagen während der Fahrt, er ist ferner sehr geeignet zu Untersuchungen von Relativbewegungen, wie der Durchbiegung der Lastwagenfedern während der Fahrt, sowie ohne träge Masse für verschiedene Messungen, wofür die Bestimmung der Dehnungen bzw. Spannungen an Maschinenteilen, der von den Kolbenkräften herrührenden Betriebsspannungen in Zylindern, an Federhämmern, Stoßmaschinen und Pressen, sowie die Untersuchungen

Brücken angegeben werden, wobei nur vorausgesetzt wird, daß eine Meßlänge mindestens  $\frac{1}{2}$  m zur Verfügung steht. Weiterhin werden genannt die Kontrolle Ventilbewegungen, von Wellen auf Abnutzung, Unrundsein und Durchbiegung. Gemeinsam wurden Torsiograph und Vibrograph verwendet bei der Untersuchung des Spannrollenantriebes, der in axialer Richtung stark vibrierte, wobei als Ursache festgestellt wurde, daß die Spannrolle nicht dynamisch ausgewuchtet war. Mit dem Torsiograph wurde festgestellt, daß das unruhige Laufen eines Zahntriebes von acht geschnittenen Zähnen eines Kugelrades herrührte; mit Erfolg wurde er auch zum Studium der Schüttelschwingungen an elektrischen Lokomotiven benutzt. BERNDT.

**R. Castiñeiras.** Cálculo de estructuras de hormigón armado, sometidas a compresión. Contr. al Est. de las Cienc. Fís. y Mat. (Ser. técn.) 3, 7—194, 1921, Nr. 1. Im wesentlichen eine Zusammenstellung der in Deutschland, Österreich, Frankreich und den Vereinigten Staaten angestellten Versuche, sowie der deutschen und französischen Vorschriften. Die daraus folgenden Formeln werden auf einige Beispiele angewandt und die Berechnung durch Tabellen erleichtert. Inhalt: 1. Allgemeines; 2. einfacher Druck; a) gewöhnlicher armerter Beton; b) umgürteter Beton; c) Biegedruck; 4. exzentrischer Druck; 5. Eisensäulen mit Beton; 6. umgürtetes Gußeisen; 7. Anhang. BERNDT.

**J. Thomson.** Further Studies on the Electron Theory of Solids. The compressibilities of a Divalent Metal and of the Diamond. Electric and Thermal Conductivities of Metals. Phil. Mag. (6) 44, 657—679, 1922, Nr. 262, S. 1—12. [S. 291.] MEISSNER.

**Meyer und W. Eichholz.** Über die Bedingungen zur Erzielung von Kraftkennfiguren in Flußeisen durch makroskopische Ätzverfahren. Bericht Nr. 20 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. Sitzung vom 14. 12. 1922, 13 S. [S. 289.] BERNDT.

**W. St. Clair.** Springs for Electrical Instruments. Gen. Electr. Rev. 25, 551—564, 1922, Nr. 9. Die bei den früher verwendeten Silberfedern auftretende elastische Nachwirkung und dauernde Nullpunktsänderung ist bei denen aus Bronze vermieden. Dieses Material kommt allein in Betracht, da z. B. Stahl magnetisch ist und außerdem rostet. Außer den elastischen Eigenschaften kommen noch in Betracht: niedriger spezifischer Widerstand, niedriger Temperaturkoeffizient hierfür und für den Elastizitätsmodul; es muß also das Material frei von thermostatischen Wirkungen sein. Die Abmessungen sind dem gewünschten Drehmoment entsprechend zu wählen; es hängt aber die Spannung in den einzelnen Fasern ab, die von Einfluß auf die elastische Nachwirkung ist; das gilt auch für die Oberflächenbeschaffenheit. Bei der Auswalzen der Bänder aus Draht ist darauf zu achten, daß man absolut homogenes Material erhält. Federn von guter elastischer Nachwirkung zeigen ein sehr feines Gefüge, während die schlecht hergestellten sehr grobkörnig sind. BERNDT.

**Frederico Cardoso.** Recherches sur la piézométrie absolue. I. Comparaisons entre le manomètre à poids et les manomètres à écrasement en verre. Ann. chim. phys. 19, 217—243, 1921, Nr. 3. In dieser Arbeit wird nach einleitenden Überlegungen über die Schwierigkeiten der absoluten Druckmessung bei hohen Drücken durch Quecksilbersäulen eine neue Form eines Gewichtsmanometers beschrieben und auf Grund zahlreicher Messungen die Genauigkeit, die man mit diesem gewinnen kann, diskutiert. Ein Kolben von geringem Durchmesser (0,3 bis 0,8 cm) ist in einem mit dem Druckraum verbundenen vertikal stehenden Zylinder, der mit Ricinusöl

(wenigstens bei hohen Drucken bis 100 Atm. und mehr ist dieses Öl anderen vorzuziehen) gefüllt ist, beweglich und wird mit so viel Kilogramm belastet, daß es im Gleichgewicht sich befindet. Die Schwierigkeit, eine genügende Genauigkeit der absoluten Messung zu erreichen, liegt, wie bekannt, in der Messung des wirklichen Kolbenquerschnitts; sie geschieht hier, wie in früheren Arbeiten anderer Autoren mit ähnlichen Apparaten, durch Messung von geringen Drucken, die durch geschlossene Quecksilbermanometer bestimmt werden; auf diese Weise konnten die Radien der Kolben mit einer Genauigkeit von  $\pm 0,00007$  cm berechnet werden. Die ausführlich mitgeteilte Arbeitsmethode mit derartigen Kolbenmanometern ist die Untersuchung von E. Wagner mit einem Zweikolbenmanometer nicht unbekannt. Die Anwendung der Art von Manometern läßt Drucke bis 100 Atm. mit einer Genauigkeit  $\pm 0,05$  Atm. messen. — Mit diesem Manometer vergleicht der Verf. ein anormales elastischer Art. Ein Glasgefäß mit angesetzter Kapillare ist nach Art der Quecksilberthermometer mit Quecksilber luftfrei gefüllt und wird in den Druckraum eingetaucht; die Änderung des Quecksilberstandes in der Kapillare bei Änderung des Druckes infolge wachsenden äußeren Druckes dient zur Messung des Druckes. Derartige Apparate sind bei geringeren Genauigkeitsansprüchen wohl brauchbar, bei größeren aber nicht infolge der Nachwirkungen des Glases, die zu bedenklichen Unregelmäßigkeiten der Resultate Anlaß geben.

VALENTI

**Ettore Cardoso et Tullio Levi.** Recherches sur la piézométrie absolue. Comparaison entre le manomètre à poids et le manomètre à azote. O. pressibilité de l'azote à 16°. Journ. chim. phys. 19, 244–259, 1921, Nr. 3. Das in vorstehend besprochener Arbeit beschriebene Manometer wurde ein Glasrohr mit einer Kapillare, in dem sich unter Quecksilberabschluß Stickstoff befand. Das Glasgefäß bestand aus einer kalibrierten Kapillare mit einer kleinen Erweiterung am geschmolzenen Ende und in der Mitte. Mit Hilfe eines Kompressors wurde Quecksilber hineingedrückt, der Stickstoff also meßbar komprimiert, während die Druckmessung mit dem Gewichtsmanometer ausgeführt wurde. Die Temperatur des Glasrohrs war 16° und wurde durch ein Wasserbad konstant gehalten. Es wurden mehrere Reihen von Druckmessungen unter Benutzung dreier verschiedener Glasrohren und unter Benutzung von drei verschiedenen Gewichtsmanometern ausgeführt. Die Volumendruckwerte stimmen in dem untersuchten Druckintervall sehr gut mit den Resultaten von Amagat bei 16° überein, ein Zeichen für die gute Brauchbarkeit der benutzten Manometers. Die Abweichung des daraus berechneten Kompressibilitätskoeffizienten  $K = \frac{p \cdot v}{v_1}$  ( $p$  und  $v$  zusammengehörige Druck- und Volumenwerte bei 1 Atm. Druck) von den Werten nach Amagat zeigt allerdings einen anderen Gang und ist bei etwa 50 bis 70 Atm. Druck am größten, nämlich 0,0009, um wel-

$p$	$K$	$p$	$K$	$p$	$K$
1	1,0000	35	0,9907	70	0,9891
5	0,9986	40	0,9898	75	0,9896
10	0,9971	45	0,9892	80	0,9902
15	0,9953	50	0,9888	85	0,9910
20	0,9939	55	0,9887	90	0,9919
25	0,9927	60	0,9887	95	0,9929
30	0,9917	65	0,9888		



rag der Amagatsche Wert größer ist als der hier gefundene. Die graphisch aus-  
 liehenen Werte sind nach Ansicht der Verff. auf etwa  $\pm 0,1$  Prom. sicher und  
 vorstehender Tabelle wiedergegeben. VALENTINER.

**A. Guye† et T. Batuecas.** Sur la compressibilité à 0° et au-dessous de  
 1 atm. et l'écart à la loi d'Avogadro de plusieurs gaz. I. Helv. Chim. Acta 5,  
 —543, 1922, Nr. 4. Mit einem Apparat, der dem von Jaquerod und Scheuer  
 analogen Messungen gebrauchten ähnlich war, bestimmten die Verff. das  
 Produkt  $p v$  der gleichen Gasmenge bei Drucken von ungefähr 1,  $\frac{1}{2}$  und  $\frac{1}{3}$  Atm.,  
 indem sie das Gas, das anfangs unter einem Druck von ungefähr 1 Atm. ein Gefäß  
 von rund 177 cm<sup>3</sup> erfüllte, in ein zweites bzw. drittes ungefähr gleich großes Gefäß sich  
 dehnen ließen; die Volumina waren genau gemessen durch Auswägen der Gefäße  
 mit Quecksilber. Bei den Druckmessungen befanden sich die Gefäße, die durch eng  
 genau kalibrierte Kapillaren verbunden waren, in Eis. Aus den drei Beobachtungen  
 des Produktes  $p v$  berechneten sie je zwei Werte der Konstanten  $a$  und  $b$  in der  
 Gleichung  $p v = a - b p$  und damit zwei Werte von  $(p v)$  für  $p = 1$  und von  
 $\frac{(p v)_0}{(p v)_1} = 1 + \lambda$ , aus denen das Mittel genommen wurde. Bei Sauerstoff, der nach  
 zwei Methoden hergestellt war und sorgfältig gereinigt wurde, wurden 12 solcher Reihen  
 ausgeführt, mit im ganzen 23 Resultaten von  $1 + \lambda$  (eine der 12 Reihen bestand  
 aus einem Unglücksfall nur aus 2  $p v$ -Messungen). Das Mittel ergab sich zu  
 $1,0085 \pm 0,00002$ . Daraus berechnet sich die Gaskonstante zu 22,414, wenn als normale  
 Bedingung für Sauerstoff der Wert 1,42891 von Moles benutzt wird. — Mit Wasserstoff  
 (nach zwei verschiedenen Methoden hergestellt) wurden sechs Reihen ausgeführt; das  
 Mittel der daraus errechneten 12 Werte fanden die Verff. zu  $0,99935 \pm 0,00002$ . Damit  
 ergab sich unter Zugrundelegung des Wertes 22,414 für  $R$  für das Atomgewicht von  
 Wasserstoff 1,0077. — Für Kohlensäure (nach zwei verschiedenen Methoden hergestellt)  
 fanden sie aus sechs Reihen mit 12 Einzelwerten das Mittel  $1,00706 \pm 0,00004$  und  
 für das Atomgewicht von C den Wert 11,998. VALENTINER.

**Batuecas.** Sur la compressibilité à 0° et au-dessous de 1 atm. et l'écart  
 à la loi d'Avogadro de plusieurs gaz. II. Helv. Chim. Acta 5, 544—546, 1922,  
 Nr. 4. Mit der gleichen Anordnung, wie die, die in der vorstehend besprochenen  
 Arbeit benutzt wurde, bestimmte der Verf.  $\frac{(p v)_0}{(p v)_1}$  für Äthylen. Er fand aus sechs Reihen  
 mit 12 Einzelresultaten im Mittel  $1,00780 \pm 0,00004$  und daraus für das Atomgewicht  
 von C den Wert 12,000<sub>6</sub>. Äthylen war nach zwei verschiedenen Methoden hergestellt  
 worden. VALENTINER.

**René Brillouin.** La viscosité des liquides et son interprétation théorique.  
 Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 326—340, 1922, Nr. 9. Fortsetzung und Berichtig-  
 ung von: C. R. 159, 27, 1914 (conductibilité calorifique et viscosité des liquides mono-  
 atomiques). Die kinetische Gastheorie liefert eine Theorie der inneren Reibung der  
 Gase und eine Beziehung zwischen dieser Größe und der Wärmeleitfähigkeit. — Vor-  
 liegende Arbeit stellt den Versuch dar, eine Theorie der inneren Reibung von Flüssig-  
 keiten auf Grund der allgemeinen Theorie der festen und flüssigen Körper, wie sie  
 von Einstein und Debye hinsichtlich der spezifischen Wärme entwickelt wurde, zu  
 entwickeln. Grundgedanke: Die Bewegungen und Stöße der Moleküle lösen in Flüssig-  
 keiten (im Gegensatz zu den Gasen) elastische Wellen aus: wenn ein Molekül einen  
 Stoß erfährt, so werden alle benachbarten Moleküle der Reihe nach aus ihrer Lage  
 entfernt und dadurch bildet sich eine elastische Welle aus. Diese Wellen übertragen

eine bestimmte Bewegungsgröße; sie können mithin in den Erscheinungen der Zähigkeit eine Rolle spielen. — Früher schon (Ann. de l'Ecole normale supérieure 3 357—459, 1920) hat L. Brillouin die Formel

$$\xi_{\mu} = -\frac{1}{5V} l \cdot E(T) d \dots \dots \dots$$

für den Koeffizienten der inneren Reibung abgeleitet, wo aber das negative Zeichen auftritt. —  $V$  = Geschwindigkeit der elastischen Wellen;  $l$  = mittlere freie Wellenlänge;  $E(T)$  = gesamte Wärmeenergie des Körpers bei der Temperatur  $T$  für  $d$  = Dichte. Zur Erklärung schreibt Verf.: Die Wellen, welche die Wärmebewegung hervorruft, bewirken eine Verkleinerung der natürlichen Zähigkeit des Körpers. Dieses Ergebnis stimmt mit der Tatsache, daß bei konstantem Volumen die Zähigkeit von festen Körpern und Flüssigkeiten abnimmt, wenn die Temperatur steigt. Die anfängliche oder natürliche Zähigkeit, welche bei tiefen Temperaturen sehr groß ist, wird durch folgenden Mechanismus erklärt: Es werden aufeinanderfolgende Schichten von Molekülen betrachtet; in jeder solchen ebenen Schicht sollen die Moleküle regelmäßig angeordnet sein, wobei sie ein wirkliches zweidimensionales Netz bilden; jeder Schicht bilden die Moleküle in einer Richtung  $Ox$  eine regelmäßige fadenförmige Anordnung, wo  $e$  der Abstand der Moleküle ist. Ein solches Bild wird durch die Versuche von Perrin über Flüssigkeitsschichten unmittelbar nahegelegt; die Moleküle sind einander nahe genug, damit die Kräfte, welche z. B. die Schichten 1 und 3 auf Schicht 2 ausüben, beträchtlich sind. Wegen der Regelmäßigkeit des Aufbaues sind diese Kräfte und ihr Potential periodische Funktionen. — I. Zuerst wird folgender idealer Fall betrachtet: Die Schicht 2 werde mit gleichbleibender Geschwindigkeit  $v$  in Richtung  $Ox$  verschoben; alle Moleküle der benachbarten Schichten 1, 3 usw. sollen starr in der ursprünglichen Lage bleiben. Dann entsteht keine Reibung, keine Zerstreuung von Energie. Nachdem die Schicht 2  $n$  mal um die Länge  $e$  sich verschoben, haben die Moleküle dieser Schicht gegenüber den Molekülen der Nachbarschichten die gleiche relative Lage; jedes Molekül hat demnach die gleiche potentielle Energie. Die wechselseitigen Kräfte benachbarter Moleküle der verschiedenen Schichten verzögerten teilweise die Verschiebung, teilweise beschleunigten sie dieselbe: im ganzen ist die aufgewendete Arbeit Null. — II. In Wirklichkeit aber verändern bei Verschiebung der Schicht 2 die benachbarten Moleküle ihre gegenseitige Lage und es kommt deshalb zur Ausbildung einer elastischen Welle und dem entsprechend zu einer Zerstreuung von Energie. Die Periode dieser Welle ist  $\tau = \frac{e}{v}$ . Solange die Geschwindigkeit  $v$  klein ist, kann man annehmen, daß die Amplitude  $A$  der Schwingungen der Moleküle unabhängig von der Schwingungszahl ist; die Energie der Welle ist dann mit

$$\frac{A^2}{\tau^2} = \frac{A^2}{e^2} v^2 \dots \dots \dots$$

proportional. Die zerstreute Energie ist proportional dem Quadrate des Geschwindigkeitsunterschiedes  $v$  zweier benachbarter Schichten. Das ist die Form der Energiezerstreuung durch die innere Reibung und hierin erblickt Verf. den Mechanismus, der die ursprüngliche oder natürliche Zähigkeit einer Flüssigkeit erklärt. — Einfluß der Temperatur auf die natürliche Zähigkeit. Es wird entwickelt, daß die zwei Koeffizienten der natürlichen inneren Reibung  $\eta_{\lambda}$  bei konstantem Volumen und  $\eta_{\mu}$  bei konstantem Drucke von der Temperatur unabhängig und Funktionen des spezifischen Volumens  $v$  sind. — Diese Koeffizienten müssen der Beziehung von Stokes genügen:

$$3\eta_{\lambda} + 2\eta_{\mu} = 0 \dots \dots \dots$$



ausdrückt, daß eine gleichmäßige Ausdehnung keinerlei Zähigkeitskraft entstehen. Die Gleichung (3) gilt nur für die obigen Koeffizienten  $\eta$  der natürlichen Zähigkeit.  $\xi_\lambda$  und  $\xi_\mu$  beziehen sich auf die analogen Ausdrücke von elastischen Wärmen. Dann ist die gesamte Zähigkeit bei der Temperatur  $T$  durch  $\eta + \xi$  gegeben. Zähigkeit und Wärmeleitfähigkeit. Für die Wärmeleitfähigkeit  $k$  wird die folgende Gleichung angegeben:

$$k = \frac{1}{3} \cdot l d V c_v \dots \dots \dots (4)$$

= mittlere freie Weglänge der elastischen Wellen infolge der Wärmebewegung;  $d$  = Dichte;  $V$  = Geschwindigkeit der elastischen Wellen;  $c_v$  = spezifische Wärme (konstantem Volumen). Unter einigen Annahmen (bei einer Erwärmung bei konstantem Volumen bleibt die Dichte  $d$  unverändert; die Geschwindigkeit der Wellen ändert sich langsam; die mittlere freie Weglänge hängt nur vom Volumen ab) wird nach Differenzierung der Gleichung (1) folgende angenäherte Gleichung gewonnen:

$$-\left(\frac{\partial \xi_\mu}{\partial T}\right)_v = \frac{1}{5V} l d c_v = \frac{3k}{5V^2} \dots \dots \dots (5)$$

Die Gleichung soll das Verhalten der Gesamtviskosität  $\eta + \xi$  beherrschen. — Prüfung der Theorie: Der Verf. sucht seine Theorie am vorhandenen Zahlenmaterial, besonders an den berühmten Versuchen von Faust (Gött. Nachr. 1913, 189) zu prüfen. Er findet, daß es einen bestimmten Bereich von Drucken und Temperaturen gibt, in welchem die Zähigkeit vor allem vom spezifischen Volumen abhängt und nur sehr wenig von der Temperatur. In diesem Bereiche scheint die Theorie anwendbar. Zum Schlusse wird (ohne weitere Ausführungen) folgende Beziehung zwischen dem Zähigkeitskoeffizienten  $\xi$  und der Wärmeleitfähigkeit  $k$  angegeben:

$\left(\frac{\partial \xi}{\partial T}\right)_{v \text{ const}} = -\frac{5}{3} \frac{Jk}{V^2}$ , welche für Flüssigkeiten ohne komplexe Moleküle gelten soll  
= mechanisches Wärmeäquivalent;  $V$  = Geschwindigkeit des Schalles). STÖCKL.

**Al Dushman and Irving Langmuir.** The Diffusion Coefficient in Solids and Its Temperature Coefficient. Phys. Rev. (2) 20, 113, 1922, Nr. 1. Ist  $\delta$  die Entfernung zweier Atomschichten eines festen Körpers und der Diffusionskoeffizient

$= K\delta^2$ , so läßt sich die Größe  $K$  darstellen durch  $K = \frac{Q}{Nk} e^{-\frac{Q}{RT}}$ . Das wird bestätigt durch die Beobachtungen der Diffusion von Thorium durch Wolfram bei Temperaturen von 1900 bis 2500° abs., läßt sich auch zeigen an den Messungen von Roberts-Austen an Gold in Blei und Messungen von Warburg und Schulze an Natrium in Glas. Man kann also den Temperaturkoeffizienten von  $D$  berechnen, wenn man bei einer Temperatur den Wert von  $D$  kennt.

VALENTINER.

**B. Johnson and R. C. Burt.** The passage of hydrogen through quartz glass. Journ. Opt. Soc. America 6, 734–738, 1922, Nr. 7. Ein Quarzgefäß (einsseitig abgeschlossenes Rohr von 35 cm Länge, 1,5 cm äußerem Durchmesser, 1,5 mm Wandstärke) war in einen elektrischen Ofen gebracht und mit einer Vakuumpumpe und Manometer versehen. Es wurde im Ofen von Wasserstoff bzw. Stickstoff oder Argon durchspült und die Gasmenge, die durch die Wandung in der Zeiteinheit in das evakuierte Gefäß eindrang, durch Druck- und Zeitmessung bei verschiedenen Temperaturen (bis 300°C) bestimmt. Merkliche Durchlässigkeit zeigte das Quarzgefäß für Wasserstoff ab 300° an, für Stickstoff von 600° an; ähnlich wie Stickstoff scheint sich Argon zu verhalten. Die Durchlässigkeit steigt sehr stark mit der Temperatur und ist für Wasserstoff erheblich größer als für Stickstoff und Argon. Die Resultate sind in graphischen Darstellungen übersichtlich mitgeteilt.

VALENTINER.

**Felix Ehrenhaft.** Die Physik kolloider Teilchen. Kolloid-ZS. **31**, 239—241, 1922, Nr. 5. Verf. beleuchtet in seinem Referat die physikalischen Probleme und offene Fragen, die durch Untersuchung der Kolloide zu lösen sind, indem er die physikalischen, an Einzelteilchen beobachtbaren Vorgänge mit den fundamentalen physikalischen Gesetzen in Zusammenhang bringt; nach seiner Definition sind die Kolloide feinverteilte Körper, die in gasförmigen, flüssigen und festen Medien suspendiert sind, und so klein sein müssen, daß die in terrestrischen Verhältnissen auf suspendierten Einzelteilchen wirkenden Volumkräfte von derselben Größenordnung oder kleiner sind, als die an die Teilchen angreifenden Oberflächenkräfte. Sind die beiden Kräfte im gasförmigen oder flüssigen Medium vergleichbar, so fällt das Teilchen erst beschleunigt, dann gleichförmig (beobachtet durch die Ehrenhaft-Millikansche Methode); durch die Größe der Fallgeschwindigkeit kann die Größe der beobachteten Teilchen bestimmt werden. Das kolloidale Einzelteilchen ist ein vorteilhaftes Mittel um das elektrische Feld zu untersuchen, denn es ist unendlich klein gegen die Ausmessungen des Feldes. Auch für die Gebiete der Elektrophorese und der Polarisation des Lichtes in trüben Medien bieten die Versuche an Einzelteilchen viele Anhaltspunkte. Durch die Beobachtung ein und desselben Probekörpers hintereinander in verschiedenen Gasen wurde eine Mikromethode zur Untersuchung chemischer Reaktionen ausgearbeitet, die eine außerordentlich große Massenempfindlichkeit ( $10^{-16}$ ) besitzt.

RON

**Alan Taffel.** Thermal Expansion of Gelatin Gels. Journ. Chem. Soc. **121**, 1905—1984, 1922, Nr. 720, Oktober. Gelatinegele vergrößern ihr Volumen mit zunehmender Temperatur. Ihr Expansionskoeffizient ist größer als der des Wassers und nimmt mit der Konzentration des Gels linear zu. Wasserstoffionen haben auf den Koeffizienten keinen Einfluß. Wird das Gel verdünnt, so kontrahiert es sich; die Kontraktion ist eine lineare Funktion der Gelkonzentration und ist nicht durch das Auffüllen der Gelatineporen durch Wasser bedingt. Die Messungen wurden mit einer genauen Dilatometer mit Quecksilberfüllung durchgeführt.

RON

**S. Valentiner.** Über die Löslichkeit der Edelgase in Wasser. Verh. d. D. Phys. Ges. (3) **3**, 62—63, 1922, Nr. 2. Zur Nachprüfung Antropoffscher Messungen der Löslichkeit von Neon in Wasser wurden drei Messungsreihen zwischen  $0^\circ$  und  $4^\circ$  ausgeführt, die jede für sich eine Abnahme der Löslichkeit mit wachsender Temperatur (im Gegensatz zu Antropoffs Messungen an Neon, in Übereinstimmung mit seinen Resultaten bei den anderen Edelgasen) ergaben. Für die Löslichkeit von Neon in Wasser von  $0^\circ$ ,  $17^\circ$ ,  $45^\circ$  ergeben sich die Werte 0,026, 0,018, 0,011 ccm/g. — An der Hand graphischer Darstellungen wird auf die Beziehungen zwischen Löslichkeit einerseits, der kritischen Temperatur, bzw. dem Volumen der Atome, bzw. der Sutherland'schen Konstante andererseits hingewiesen.

VALENTINE

**W. E. Adeney, A. G. G. Leonard and A. Richardson.** On the aeration of quiescent columns of distilled water and of solutions of sodium chloride. Proc. Dublin Soc. (N.S.) **17**, 19—28, 1922, August. Die Verf. kommen auf Grund ausgedehnter Messungsreihen, die drei bis acht Wochen dauerten, zu folgenden Resultaten: Die Luftaufnahme von ruhendem, luftfreiem Wasser verschiedenen Natriumgehalts geschieht in tieferen Schichten dadurch, daß eine Strömung nach unten auftritt, die verursacht wird durch das Entstehen einer größeren Dichte des Wassers an der Oberfläche durch Abkühlung infolge von Verdunstung bei darübergeführtem Luftstrom. Die Luftaufnahme macht sich bis in Tiefen von über 3 m bemerkbar und ist in gleicher Zeit bei salzhaltigem Wasser größer als bei reinem Wasser und am größten bei einem Salzgehalt von ungefähr 1 Proz. Bei Temperaturen von  $10^\circ$  u.

der 10° ist die Aufnahme größer als bei tieferen Temperaturen. — Bei dieser Gelegenheit haben die Verff. auch die Werte der Sättigung der NaCl-Lösungen verschiedenen Prozentgehaltes mit Stickstoff bestimmt. Die Werte liegen zwischen 11 und 14 ccm im Liter für Lösungen von 37 und 0 Proz. NaCl. VALENTINER.

**Piranl.** Über das Verhalten der Wasserhaut des Glases unter dem Einfluß von Elektronen. *ZS. f. Phys.* 9, 327—331, 1922, Nr. 5. Verf. zeigt, daß man durch Elektronenbombardement im hohen Vakuum die Gas- bzw. Wasserhaut der Glasoberfläche (z. B. der im Innern einer Vakuumglühlampe) zerstören kann, so daß eine merkliche Verschlechterung des Vakuums durch die entweichenden Gase tritt, und er zeigt, wie man durch Spülen mit Quecksilberdampf schon während des Erhitzens der Glasflächen einer Glühlampe bei der Fabrikation und bei einer Temperatur von etwa 1800° des Glühfadens die Wasserhaut zum Teil entfernen kann. Quecksilber läßt nämlich als Edelgas die Elektronen, die vom Glühdraht ausgehen, nicht so elastisch von ihm reflektiert werden, bis zur Glaswand wandern, und sie können daher die Wasserhaut beeinflussen; die freigemachten Gase werden dann mit dem Quecksilberdampf abgesaugt.) VALENTINER.

**Paul Anderson.** Some Properties of Hydrogen Desorbed from Platinum and Palladium. *Journ. Chem. Soc.* 121, 1153—1161, 1922, Nr. 716, Juni. Es wird die Frage nach dem Grund der Aktivität von Wasserstoff untersucht, der in Verbindung mit Platin oder Palladium gestanden hat, von diesen Substanzen also adsorbiert war, ferner die Frage, wie lange eine solche Aktivität im Wasserstoff anhält. Zunächst wird der Unterschied bestimmt zwischen der niedrigsten Temperatur der Reduktion von Kupferoxyd durch nicht aktiven Wasserstoff und der der Reduktion durch von Platinasbest aktivierten Wasserstoff. In letzterem Fall ergab sich bei dem verwendeten Kupferoxyd im Mittel aus drei Versuchen 85°, bei nicht aktivem Wasserstoff 110°. Die einfache Apparat bestand im wesentlichen aus einem Rohr, das sich in einem elektrisch geheizten Ölbad befand und durch das sehr reiner Wasserstoff hindurchströmte; in dem Rohr befand sich in einem kleinen Quarzschiffchen Kupferoxyd und vor das Quarzschiffchen konnte ein Platinasbestpfropfen gebracht werden. Das Bad wurde langsam angeheizt und die Temperatur bestimmt, bei der einmal ohne, dann mit Platinasbestpfropfen die Reduktion des Kupferoxyds beobachtet wurde. Der Nachweis der Reaktion geschah durch Beobachtung der ersten Spuren von Feuchtigkeit und dazu war am Ende des Rohres, an dem der Wasserstoff ausströmte, ein in das Rohr ausfüllendes Glasrohr eingeschoben, das eine Verjüngung zeigte und in dieser Verjüngung eine Chlorkalciumperle mit zwei eingeschmolzenen Kupferdrähten enthielt; solange trockener Wasserstoff austrat, war der elektrische Widerstand sehr hoch, sobald Spuren von Feuchtigkeit mitgeführt wurden, fiel der Widerstand stark. Um die Dauer der Aktivität zu bestimmen, wurde der Platinasbestpfropfen von dem Kupferoxyd etwas weiter entfernt; eine Entfernung von etwa 8 cm schadete nichts, wobei der Wasserstoff durch das 2 cm weite Rohr mit einer Geschwindigkeit hindurchströmte, daß 180 Blasen pro Minute durch eine gewöhnliche Waschflasche hindurchperlen. — Weiter wurde die Differenz der niedrigsten Temperatur der Reduktion von Schwefel durch normalen Wasserstoff und der der Reduktion durch Wasserstoff, welcher durch Palladiumschwarz hindurchgegangen war, bestimmt und auch hier ähnliche Werte gefunden; als niedrigste Reduktionstemperaturen ergaben sich 116,5 und 81°. — Zum Nachweis des Auftretens von Schwefelwasserstoff diente ein kleiner Streifen von Filtrierpapier, der in eine Bleiacetatlösung vor der Mündung des Rohres tauchte, aus dem der Wasserstoff austrat. — Endlich wurde mit Hilfe eines Goldblatt-elektroskops und einer Ionisationskammer gezeigt, daß Wasserstoff, der durch Palladium-



schwarz gedungen war, viel mehr Ionen enthielt als normaler Wasserstoff. — Zum Schluß diskutiert der Verf. die Möglichkeit, daß man es mit dreiatomigem Wasserstoff bei diesem „aktiven“ Wasserstoff zu tun hat; eine Entscheidung durch Druckmessung oder Messung des Brechungsvermögens war nicht möglich. Der Verf. neigt mehr der Ansicht zu, daß es sich hier um gewöhnliche Wasserstoffmoleküle mit größerer innerer Energie (anderem Quantenzustand) handle.

VALENTINER

**F. H. Newman.** Absorption of Hydrogen by Elements in the Electric Discharge Tube. Phil. Mag. (6) 44, 215—226, 1922, Nr. 259, Juli. Der Verf. untersucht das eigentümliche Verschwinden von Wasserstoff in Entladungsröhren bei Anwesenheit einiger Elemente auf der Anode. Die Anordnung der Apparatur ist einfach. In ein gut evakuiertes Entladungsgefäß mit einem Platinglühdraht als Kathode und einer darübergehängten Aluminiumglocke als Anode konnten kleine abgemessene Mengen Wasserstoff eingeleitet werden. Die Anode war an einer Seite mit einem Loch versehen, gegenüber einem kleinen Glasrohransatz an dem Entladungsrohr durch das auf das Innere der Anode kleine Mengen der in dem Glasrohransatz befindlichen Substanz (Schwefel, Jod, Natrium, Kalium, Phosphor u. a.) hinüberdestillieren

Element auf der Anode	Anfänglicher Gasdruck mm Hg. $10^{-3}$	End- Gasdruck mm Hg. $10^{-3}$	Absorbiertes Gasvolumen cm. $10^{-3}$	Gasdruck, bei dem die Wirkung aufhö- rt mm Hg. $10^{-3}$
Natrium . . . . .	743 336	336 123	28 14	96
Kalium . . . . .	726 349	349 163	26 13	
Na-K-Verbindung	738 392	392 188	23 15	110
	740	329	28	
Schwefel . . . . .	329 145	145 58	13 6	26
	748	352	27	
Phosphor . . . . .	352 200	147 44	14 7	14
	763	338	28	
Jod . . . . .	338 750	150 394	13 24	124
	394	206	13	
Arsen . . . . .	744 463	463 321	19 10	108
	731	404	23	
Cadmium . . . . .	404 750	308 386	7 25	152
	386	264	8	
Zinn . . . . .	753 431	431 306	22 8	131
	732	560	12	
Zink . . . . .	431 732	306 560	8 12	276
	560	399	11	
Thallium . . . . .				297
Quecksilber . . . . .				
Blei . . . . .				
Wasserstoff wurde frei, nicht absorbiert.				

werden konnten. Nachdem dies geschehen und Wasserstoff eingeleitet war, wurde die Entladung bei glühendem Platindraht eingeleitet und 10 (bei Schwefel, Jod, Phosphor 2) Minuten unterhalten (bei 94 Volt und 546 Mikroamp.). Vorher und nachher wurden die Drucke mit McLeod-Manometer gemessen. Dabei ergaben sich vorstehende Resultate. Bei Anlegen geringerer Spannung als 94 Volt trat eine kleinere Druckverminderung ein. Eine chemische Wirkung infolge der hohen Temperatur des Glühdrahts scheint nicht vorzuliegen, da das Entladungsgefäß sich in einem Temperaturbad von  $-40^{\circ}$  befand und auch die Temperatur des Glühdrahts niedriger war als die, bei der Langmuir eine chemische Wirkung des Wasserstoffs auf die Elemente gefunden hat. Auch mit einer reinen Ionenwirkung wird man es hier nicht zu tun haben, wie aus einem besonderen Versuch hervorging, in dem durch ein an zwei weitere Platin-Elektroden angelegtes elektrisches Feld die Ionen größtenteils aus dem Gas weggefangen waren, bevor es auf die Oberfläche des Elements wirken konnte, das bei diesem Versuch nicht auf der Anode, sondern in größerer Entfernung von ihr auf der Glaswand niedergeschlagen war. Es muß sich allem Anschein nach eine aktive Modifikation unter der Wirkung der elektrischen Entladung bilden, die der Verf. als  $H_3$  ansieht, entstanden dadurch, daß einatomiger Wasserstoff mit neutralen Wasserstoffmolekülen zusammenstößt. Sowohl Schwefel, wie auch die Na-K-Verbindung zeigten an der Oberfläche Hydridbildung.

VALENTINER.

**Fodor und B. Schönfeld.** Die Abhängigkeit der Adsorption durch Kohle von der Kohlenmenge, ferner über das Wesen der Adsorptionsisotherme. Colloid-ZS. 31, 75—80, 1922, Nr. 2. Bei hinreichend verdünnten wässrigen Lösungen von Essigsäure, Milchsäure und Weinsäure und hinreichenden Mengen Tierkohle nimmt der Exponent  $1/n$  in der Adsorptionsgleichung den Wert 1 an. Bei genügend stark verdünnten Lösungen hängt aber bei geringeren Mengen Tierkohle  $n$  merklich von der Menge ab. Aus den Beobachtungen an den genannten Stoffen leiten die Verff. die Berechtigung der Gleichung  $\frac{dc}{dw} = n \frac{c}{w}$  ab, wenn  $c$  die adsorbierte Menge,  $w$  die Oberfläche der Adsorbenmenge bedeutet. In  $n$  kann man eine Größe erblicken, die angibt, welcher molekularen Konzentration die aus der Lösung verschwundene Menge entspricht, wenn diese Menge, statt in die Oberfläche  $w$  einzugehen, als Volumenkonzentration auftreten und sich mit  $(c_0 - x)$  in Gleichgewicht setzen würde. Zur Deutung von Beobachtungen bei katalytischen Vorgängen kann diese Betrachtungsweise von Wichtigkeit sein.

VALENTINER.

**Justin Bailey.** A study of the effect of adsorbed gass on the high-frequency resistance of copper wire. Phys. Rev. (2) 20, 154—165, 1922, Nr. 2. Die Versuche zeigen, daß der elektrische Widerstand der Oberflächen von Kupferdrähten bei Wechselstrom hoher Frequenz abhängig ist von der an der Oberfläche adsorbierten Gasmenge. Besonders bemerkbar ist die Abhängigkeit bei dem mehr Gas adsorbierenden Kupferoxyd als bei dem reinen Kupfer. Im ersteren Fall kann der Unterschied des Widerstands bei geringer und großer Menge adsorbierten Gases mehrere Prozente betragen. Für die Untersuchung wurden elektrische Wellen von etwa 20 m Länge benutzt, die von einem Röhrensender ausgingen.

VALENTINER.

**L. Deslandres.** Émission des rayons X, ultra X et corpusculaires par les corps célestes. C. R. 175, 506—512, 1922, Nr. 14. [S. 295.]

STÖCKL.

**L. Abraham.** Chronographe de précision à mouvement uniforme. Journ. de phys. et le Radium (6) 3, 147S—148S, 1922, Nr. 11.

SCHEEL.

## 4. Aufbau der Materie.

**Ernest Rutherford.** Electricity and Matter. Nature **110**, 182—184, 1922, Nr. 2753.

SCHEER

**Aug. Becker.** Über die Haltbarkeit von Radiumlösungen. ZS. f. anorg. Chem. **124**, 143—152, 1922, Nr. 2. Zur Bestimmung des Radiumgehaltes schwacher Radiumlösungen bedient man sich sogenannter Radiumstandardlösungen von bekanntem Gehalt, indem man die aus der Standardlösung entwickelte Emanation mit der Emanation der zu prüfenden Lösung nach bekannten Methoden vergleicht. Voraussetzung für dieses Verfahren ist die Haltbarkeit derartiger Vergleichslösungen über lange Zeit. Die Ansichten darüber, inwieweit solche Lösungen wirklich haltbar gemacht werden können, gehen bisher noch auseinander. Häufig wurde beobachtet, daß aus den Lösungen das Radium sich allmählich zu größerem oder geringeren Beträgen — vermutlich als  $\text{RaSO}_4$  — unlöslich ausscheidet. Auch für starke Radiumlösungen, deren Emanation medizinische Verwendung findet, ist diese Frage von großer ökonomischer Bedeutung. — Die vorliegende Untersuchung erbringt nun den Nachweis, daß man bei sachgemäßer Vorbehandlung des verwendeten Glases und richtiger Herstellung der Radiumlösungen ein Ausfallen des Radiums sicher vermeiden kann. Eine Anzahl von Lösungen, deren Gehalt von  $2 \cdot 10^{-2}$  bis zu  $5 \cdot 10^{-7}$  mg Radium pro Gramm Lösung variierte, blieb über einen Zeitraum von 8 Jahren innerhalb des Meßfehler von 1 Proz. konstant. Hiermit ist also der Beweis erbracht, daß die Verwendung von Radiumlösungen als konstante Emanationsquellen — allerdings unter Einhaltung gewisser Vorsichtsmaßregeln — durchaus möglich ist.

HAE

**Eustace J. Cuy.** Vergleich von Tammanns und Cuys Theorien über die periodischen Unregelmäßigkeiten der physikalischen Eigenschaften homologer Reihen. ZS. f. anorg. Chem. **115**, 273—287, 1921, Nr. 4. Nach Tammann ist die Erklärung für die bekannte Tatsache, daß die normalen Monocarbonsäuren der Formel  $\text{C}_n\text{H}_{2n+1}\text{COOH}$  mit zunehmendem Wert von  $n$  abwechselnd hohe und niedrige Schmelzpunkte besitzen, die, daß die Glieder der Reihe mit gerader Anzahl von Kohlenstoffatomen zwei enantiotrope Formen besitzen, während die mit einer ungeraden nur in einer Form auftreten. Eine Säure mit einer geraden Anzahl von Kohlenstoffatomen schmilzt stets höher als die nächste zwar um ein Kohlenstoffatom reichere, aber einer ungeraden Reihe angehörige Säure. — So tritt die Ameisensäure, die eine ungerade Anzahl von Kohlenstoffatomen enthält, nur in einer Kristallform auf, während Essigsäure — mit einer geraden Zahl — wenigstens in zwei allotropen Formen bekannt ist. — Die in den Tabellen und Kurven aufgeführten Schmelzpunkte zeigen gut, wie die Körper sich verhalten. So sind die Schmelzpunkte der normalen Glykole als Funktionen der Zahl ihrer Kohlenstoffatome dargestellt. Man hat zwei getrennte Linien, von denen jede eine kontinuierliche Funktion der Zahl der Kohlenstoffatome in den Verbindungen ist. — Auch die Schmelzpunkte der normalen Diamine lassen wiederum zwei getrennte Kurven für die geraden und die ungeraden Glieder der Reihe erkennen. — In ähnlicher Weise sind die Schmelzpunkte der normalen Kohlenwasserstoffe der Formel  $\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$  in einer Kurve dargestellt. Aus dieser läßt sich erkennen, daß dieselbe Grundursache wirksam ist. — Die abwechselnd hohen und niedrigen Schmelzpunkte der Mono- und Dicarbonsäuren sind nun aber nicht die einzigen bekannten Fälle dieser Erscheinung, daß mit steigender Zahl der Kohlenstoffatome nicht eine konstante oder kontinuierliche Änderung in den Eigenschaften der Homologen erfolgt. — Die Stärke der Säuren — gemessen an den Konstanten der elektrolytischen Dissoziation —, die Löslichkeit der Glieder der Oxalsäurereihe,



rotation  $[M]_D$  der Amylester der verschiedenen Glieder der Ameisensäurereihe zeigt dieselbe Erscheinung. — Die Siedepunkte verschiedener Reihen lassen eine ähnliche Erscheinung erkennen. — Nun sind es nicht die sogenannten physikalischen Eigenschaften allein, die sich bei Aufnahme von  $\text{CH}_2$ -Gruppen diskontinuierlich, bei Aufnahme von  $\text{C}_2\text{H}_4$ -Gruppen aber kontinuierlich ändern. Dieselbe Erscheinung ist auch öfters bei chemischen Eigenschaften beobachtet worden. — Alle diese Erscheinungen müssen auf dieselbe Ursache zurückgeführt werden können, wenn die Theorie richtig ist. Nach Tammanns Theorie ist es aber schwierig einzusehen, wie die angeführten Tatsachen zu erklären sind. — Der Verf. hat deshalb zur Erklärung der mitgeteilten Tatsachen eine Theorie vorgeschlagen, die auf den folgenden Annahmen beruht. — 1. Die „Bindungen“ in organischen Stoffen sind von derselben Art wie in anorganischen, nämlich elektronisch.  $\text{NaCl}$  wird nach der herrschenden Theorie betrachtet als  $\text{Na}^+ - \text{Cl}^-$ . Ähnlich sieht Verf.  $\text{CH}_4$  an als  $\text{H}^+ - \text{C} - \text{H}^+$ . — In Kohlenstoffketten wird bei den abwechselnden Kohlenstoffatomen die Neigung bestehen, vollständig elektronegativ zu werden, während die überbleibenden vollständig elektropositiv werden. — Wenn man die Elektronenformeln irgend einer homologen Reihe, wie der der Paraffine, aufschreibt und vergleicht, so erkennt man, daß einanderfolgende  $\text{C}_2\text{H}_4$ -Gruppen völlig identisch wirken. Daher erwarten wir eine kontinuierliche Kurve für die Schmelzpunkte (oder eine andere physikalische Eigenschaft) der ungeraden Glieder zu finden und eine andere für die geraden, wie in der Tat auch zutrifft.

GUIDO MOELLER.

**Tammann.** Bemerkung zu den periodischen Unregelmäßigkeiten der physikalischen Eigenschaften in homologen Reihen. *ZS. f. anorg. Chem.*, 288—289, 1921, Nr. 4. Der Verf. sagt, daß Cuys Behauptung, daß nicht nur die Schmelzpunkte, sondern auch eine Reihe anderer Eigenschaften in homologen Reihen auf zwei Kurven ändern, auch nach seiner Theorie bzw. nach der Baeyerschen Regel erklärt werden kann. Die tieferen Gründe der Regel liegen in einem veränderten molekularen Aufbau der Glieder mit paarer und unpaarer Zahl von Atomen. Die Ansichten sind nur verschieden in der Deutung der Isomerie der geraden und unpaaren Glieder.

GUIDO MOELLER.

**Tammann.** Das elektrochemische Verhalten der Mischkristalle des Antimon mit Cu und Ag. *ZS. f. anorg. Chem.* 112, 233—243, 1920, Nr. 2/3.

SCHEEL.

**Stadeler.** Vereinheitlichung der Größe mikroskopischer Abbildungen. Bericht Nr. 3 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. 1. Sitzung 11. 1920, 2 S. [S. 274.]

BERNDT.

**Meeler P. Davey.** A New X-ray Diffraction Apparatus. *Gen. Electr. Rev.* 565—580, 1922, Nr. 9. [S. 302.]

**Darbord.** Sur la réflexion des rayons x par les cristaux. *Journ. de phys. et de Radium* 3, 218—220, 1922, Nr. 6. [S. 295.]

BEHNKEN.

**Zacher.** Die Methoden der Materialprüfung mit Hilfe der Röntgenstrahlen. *Präzision* 1, 535—538, 1922, Nr. 49/50. Für die Materialprüfung durch Röntgenstrahlen stehen drei Methoden zur Verfügung: 1. Prüfung von Werkstoffstäben auf Fehler, wobei die Grenze weniger durch die Strahlenhärte als durch Erzielung des nötigen Kontrastes gesetzt ist; sie liegt deshalb bei 8 cm starken Blechen, die eine Spannung von 28 bis 30 cm Parallelfunkstrecke erfordern. Die Untersuchung von Dünnschliffen zur Erforschung der Struktur nach der Röntgenmethode, die besonders zum Studium des Veredlungsprozesses geeignet

ist, wofür einige Photographien wiedergegeben sind (Silber und Gold, gewalzt und gegläht). 3. Das Debye-Scherrersche Verfahren an pulverisiertem Material oder Drähten zur Untersuchung der Struktur und des Atomaufbaus. BERN

**Adolf Fry.** Über die Ätzwirkung des Oberhofferschen Ätzmittels. Bericht Nr. 6 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. Sitzung vom 25. 10. 1921, 4 S. Das Heynsche Ätzmittel greift die phosphorreichen, also die unedleren Zonen am stärksten an, und zwar infolge einer Ersetzung des Fe durch Cu; Schwärzung der P-Seigerungen ist wahrscheinlich auf die Bildung von Phosphorkupfer zurückzuführen. Bei dem Oberhofferschen Ätzmittel verhindert der H-Gehalt die Bildung des Cu-Niederschlags auf dem reinen Ferrit, während er hier bei den P-reichen Zonen nicht ganz ausreicht. Dementsprechend kann es auch bei anderen Seigerungen, die ein Potentialgefälle hervorrufen, wie von Si, Mn, As, sichtbar machen. Lösung von Kupferchlorid in Wasser und Salzsäure allein gibt weniger kontrastreiche makroskopische Bilder. Der Alkoholzusatz, der unbedingt erhöht werden kann, gestaltet den Ätzangriff langsamer und gleichmäßiger, während das Zinnchlorür überflüssig ist. Das Eisenchlorid wirkt dagegen selbst als starkes Ätzmittel (deshalb ist das Oberhoffersche Ätzmittel für mikroskopische Ätzungen nicht geeignet) und wirkt außerdem kontrastverstärkend. Sein Mengenverhältnis muß aber richtig gewählt werden; die Zusammensetzung von Oberhoffer hat praktisch die günstigsten Verhältnisse getroffen. Auch bei legierten Stählen lassen sich gute Ätzungen erhalten, wenn man die Säurekonzentration richtig wählt. Benutzt man nur Lösungen aus Kupferchlorid, Salzsäure, Wasser und Alkohol, so erhält man auch gute mikroskopische Ätzungen, mit denen es möglich ist, eine gewisse quantitative Ätzung der Seigerungen vorzunehmen. BERN

**E. H. Schulz.** Über praktische Nutzenanwendungen des Oberhofferschen Ätzmittels. Bericht Nr. 7 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. Sitzung vom 25. 10. 1921, 4 S. An einigen Beispielen wird die Verwendung des Oberhofferschen Ätzmittels zum Aufsuchen von Fehlern, besonders von Randblasen, Seigerungen gezeigt. So gab es Aufklärung über die Oberflächenrisse bei Walz- und Schmiedestahl bei mechanischer Bearbeitung, über Härterisse und die bei der Härte auftretenden grobkörnigen Stellen in sonst normalem Gefüge, sowie über Holzfasern oder Schieferbruch. In allen Fällen stellten sich als Ursache Randblasen und Randblasenseigerungen des P heraus, die selbst bei niedrigem P-Gehalt (0,03 Proz.) straten. An weiteren Fällen werden genannt: Blockseigerungen und die Entwicklung der Primärstruktur, die selbst in Stahlguß nach dem Glühen noch nachzuweisen ist. BERN

**E. H. Schulz.** Über Ätzmittel bei Eisenuntersuchungen. Bericht Nr. 2 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. 1. Sitzung 19. 11. 1920, 3 S. Der Bericht enthält eine Zusammenstellung von Ätzmitteln [Kupferammoniumchlorid nach Heyn, Tiefätzmittel (wässrige Schwefel- oder Salzsäure), alkoholische Pikrinsäure, alkoholische Salpetersäure, Schwefelprobe nach Baumann, Anlassen und Ätzanlassen, Natriumpikratlösung], die als Normalätzmittel angesehen werden können, sowie einige weniger gebräuchliche (alkoholische Salzsäure, Ammoniumpersulfat, Oberhoffersches Ätzmittel, Flußsäure, Jodlösung, Chromsäure, schweflige Säure), die in Spezialfällen Betracht kommen. Bei fast allen sind angegeben die Ausführung, die Wirkungsweise, die Eignung und Anwendung, sowie etwaige Abänderungsvorschläge. BERN

**W. Oertel.** Beiträge zur Kornmessung an Metallen. Bericht Nr. 1 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. 1. Sitzung 19. 11. 1920, 7 S.

tlere oder durchschnittliche Korngröße wird der mittlere Flächeninhalt einer Anzahl Flächenelemente im Gefügebild definiert; sie wird angegeben in  $\mu^2$ . Die Ätzung so vorzunehmen, daß die Korngrenzen scharf hervortreten. Das Flächenmeßverfahren beruht auf der planimetrischen Bestimmung der Gesamtfläche, die durch die Kornzahl zu dividieren ist. Wie bei allen Verfahren, muß auch hier mit möglichst starker Vergrößerung, d. h. großem Gesichtsfelde gearbeitet werden. Bei dem Kreisverfahren wird die Anzahl der Körner in einem Kreis von bekanntem Flächeninhalt bestimmt. Die Zahl der geschnittenen „Randkörner“ ist mit einem „Kreisfaktor“  $c$  zu multiplizieren, der von Jeffries experimentell zu etwa 0,6 bestimmt wurde. Beim Durchmesserverfahren zählt man die Anzahl der Körner längs verschiedener Geraden und wagerecht in einem Quadrat gezogener Linien. Diese Bestimmung stimmt mit den mittleren Durchmesser, der von den Ergebnissen des Flächenmeßverfahrens wesentlich abweicht. Die drei Verfahren sind an einem Kruppschen Weichen erprobt. Flächen- und Kreismeßverfahren ergaben gute Übereinstimmung; die durchschnittlichen (und größten) Abweichungen betrugen bei beiden 4,28 Proz. (bzw. 2,5 Proz.) bzw. 3,78 Proz. (5,96 Proz.); diese sind als eigentliche Meßfehler anzurechnen. Bei dem Kreismeßverfahren liegt aber der prinzipielle Fehler vor, daß der Wert des Kreisfaktors von Fall zu Fall verschieden ist, und daß er auch von der „Ungleichförmigkeit“ des Gefüges abhängt.

BERNDT.

**G. Mahin and H. W. Botts.** Non-Metallic Inclusions and Ferrite Segregation in Steel. Chem. and Metallurg. Engin. 27, 980—985, 1922, Nr. 20. Die von Violitti aufgestellte Theorie der Oxydationswirkung der Einschlüsse wird aus theoretischen Betrachtungen und durch Versuche widerlegt. Die Abscheidung des Ferrits bei der Abkühlung ist als ein physikalischer Vorgang aufzufassen, der aus einer allmählichen Lösung erfolgt, und nicht als chemische Oxydation einer Komponente. Die Abscheidung des wichtigsten nicht metallischen Einschlusses, des  $MnS$ , darf nicht vollständig aufgefaßt werden. Man muß vielmehr annehmen, daß das in Berührung mit dem suspendierten Einschuß befindliche Metall sich mit diesem oder mit einem Reaktionsprodukt zwischen ihm und dem Eisen sättigt. Die nicht metallischen Einschlüsse müssen deshalb immer von Seigerungszone umgeben sein, in welcher das Metall durch lösliche Verunreinigungen oder durch Eutektoide von ihnen verändert ist, und keine Wärmebehandlung kann diese eliminieren, da der Vorrat daran praktisch unerschöpflich ist. Das wurde durch Versuche mit zugefügten Stücken aus Nicht-Eisenlegierungen oder Stählen, in denen ein Bestandteil in relativ großer Menge enthalten war, und die oberhalb des Umwandlungspunktes erhitzt wurden, bewiesen, die gleichfalls häufig Ferritringe zeigten. Die oft auftretenden Oxydationsringe (und ähnliche bei Behandlung mit Antimontartratlösung) zeigen, daß Potentialdifferenzen zwischen dem unmittelbar anliegenden Metall und der Hauptmasse bestehen, die von kleinen Unterschieden in der chemischen Zusammensetzung herrühren. Es wird auch nachgewiesen, daß es sich bei jenen Einschlüssen meist um Sulfide handelt. Das anormale Verhalten von einwanderndem Ni oder Mn, die gleichfalls Ferritseigerung erzeugen, kann noch nicht experimentell erklärt werden. Es wird angenommen, daß die dadurch gebildete ternäre Legierung mit unmittelbarem Kontakt mit der binären Lösung ähnlich wie bei dem vorher betrachteten Fall wirkt.

BERNDT.

**Meyer und W. Eichholz.** Über die Bedingungen zur Erzielung von Kraftwirkungsfiguren in Flußeisen durch makroskopische Ätzverfahren. Bericht Nr. 20 des Werkstoffausschusses des Ver. d. Eisenhüttenleute. Sitzung vom 8. 4. 1922, 13 S. Mit Ätzmitteln nach Fry, aber bei schwächeren Säurekonzentrationen.



trationen, wurden Versuche über den Einfluß der Temperatur auf das Auftreten der Kraftwirkungsfiguren angestellt. Bei Biegeproben ergab sich, daß schon Erhitzen auf  $50^{\circ}$  oder Biegung bei dieser Temperatur sie hervorbrachte, wobei die verdünnten Ätzmittel am besten wirkten. Mit wachsender Temperatur und Dauer der Anlaßwirkung wurden die Figuren deutlicher; sie verschwanden bei den bei  $330^{\circ}$  gebogenen Stäben (bei Warmschlagversuchen erst bei  $400^{\circ}$ ), während sie bei  $700^{\circ}$  Anlaßtemperatur noch auftraten. Ähnliche Ergebnisse zeitigten Kugeleindrücke. Bei Zerreißstäben traten die Kraftwirkungsfiguren nur bei Lasten von dicht unter- bis dicht oberhalb der Streckgrenze auf. Die Figuren wurden auch durch Elektrolyse entwickelt, wenn die Eisenproben als Anoden dienten. Die Verf. wollen die Kraftwirkungsfiguren auf die infolge einer Beanspruchung auftretenden oder danach zurückbleibenden inneren Spannungen zurückführen, wobei die Temperaturerhöhung nur die Auswirkung der Spannungen beschleunigt. Daß die Figuren die Stellen erhöhter Festigkeit und Sprödigkeit sind, wurde durch besondere Kerbschlagversuche bewiesen. In der Diskussion berichtete Strauss über Zerreißversuche bei  $20$  und  $150^{\circ}$ ; er sieht in den Kraftwirkungslinien Kristallgebilde, in denen das Formänderungsvermögen in der Kraftrichtung zuerst erschöpft ist. Fry konnte durch seine Versuche die Ergebnisse der Verf. bestätigen; er hält die Kraftwirkungsfiguren für Stellen örtlicher Überschreitung der Streckgrenze, die sich rißartig auch in Stellen fortpflanzen können. Deren Durchschnittsbelastung unter der Streckgrenze lag.

BERNDT

**E. Maurer.** Das Eisen in Messinglegierungen. Kruppsche Monatshefte 3 249—251, 1922, Nr. 12. Als Ursache des örtlichen Angriffes an Messingbüchsen zeigte sich Seigerungen, die aus einem sternförmig kristallisierten blaugrauen Bestandteil bestanden, der im Zusammenhang zum Fe-Gehalt stand, aber vom Mn-Gehalt unabhängig war. Von Pikrinsäure wurde er nicht bei einem Verhältnis  $\text{Al:Fe} > 1,5$ , dagegen stark bei einem solchen  $\text{Al:Fe} < 1,0$  angegriffen. Bei etwa  $900^{\circ}$  sinterte er ohne zu schmelzen, er erstarrte also zuerst aus der Schmelze. Die Ausscheidung konnte durch Zusatz von etwa 4 Proz. Mn oder Al, ferner durch Zusatz von 1,5 Proz. Fe zum Cu nicht, durch einen solchen von 4 Proz. Fe dagegen deutlich hervorgerufen werden. Diese Einschlüsse waren Cu-haltiges Alphaeisen. Die an den Messingbüchsen beobachteten Einschlüsse müssen bei  $\text{Al:Fe} > 1,5$  aus der Verbindung  $\text{FeAl}_3$  bestehen, wobei das überschüssige Al als feste Lösung in die Grundmasse eingeht während bei  $\text{Al:Fe} < 1,5$  das überschüssige Fe in Lösung geht. Zu demselben Ergebnis führten auch andere Versuche.

BERNDT

**P. Bardenheuer und W. Heike.** Umgekehrter Hartguß und verwandte Erscheinungen. Stahl u. Eisen 42, 1906—1908, 1922, Nr. 52. Bardenheuer weist durch eingehende Untersuchung der von Heike gegebenen Metallographien von umgekehrtem Hartguß nach, daß auch in ihnen der Kohlenstoff in Form von temperkohleartigen Nestern auftritt, und daß nach dem Ätzen auch der graue Anteil ein Gefüge aufweist, das sich nur durch jene Nester von dem weißen Gußeisen unterscheidet. Die von Heike gegebenen Beispiele mit unbedeutenden weißen Flecken werden nicht als umgekehrter Hartguß angesehen. — Heike erwidert darauf, daß zwischen graphitischen und temperkohlehaltigen Nestern zu unterscheiden sei. Ab entscheidend sieht er nicht die Form des Kohlenstoffs, sondern die Tatsache an, daß die Zersetzung des Zementits an einigen Stellen verhältnismäßig leicht vor sich geht was mit den von Bardenheuer benutzten Mitteln nicht zu erklären ist.

BERNDT

**R. J. Anderson.** Inclusions in Aluminium-Alloy Sand Castings. Amer. Mach 57, 758, 1923, Nr. 20. Auszug aus dem Techn. Paper Nr. 20 des Bureau of Mines

hauptsächlich von gießereitechnischem Interesse ist. Danach können nichtmetallische Verunreinigungen leicht bei genügender Vorsicht und vor allem Sauberheit ausgeschlossen werden. Unzulässig hoher Eisengehalt ist durch chemische Analyse und sorgfältige Beobachtung der Chargenqualität zu vermeiden; ferner muß auf höhere Tiegel geachtet werden.

BERNDT.

## 5. Elektrizität und Magnetismus.

**Rutherford.** Electricity and Matter. Nature **110**, 182—184, 1922, Nr. 2753.

SCHEEL.

**Thomson.** Further Studies on the Electron Theory of Solids. The Compressibilities of a Divalent Metal and of the Diamond. Electric and Thermal Conductivities of Metals. Phil. Mag. (6) **44**, 657—679, 1922, Nr. 262, Oktober. Im ersten Teil der Arbeit berechnet Verf. unter Zugrundelegung seiner früheren (Phil. Mag. **43**, 721, 1922; diese Ber. **3**, 936, 1922) Annahmen (festes Elektronengitter) in ähnlicher Weise, wie dies schon früher von anderen durchgeführt wurde, aus der elektrostatischen Energie des Kristallgitters die Kompressibilität des Cesiums und des Diamanten. In den weiteren Abschnitten werden die gleichen Annahmen benutzt, um in rohen Zügen eine Theorie der elektrischen und thermischen Leitfähigkeit zu entwickeln. Verf. kommt zunächst zu dem Ergebnis, daß Schwingungen von Ketten mehrerer Elektronen längs ihrer Verbindungslinie nicht immer stabil sind, sondern daß auch unregelmäßige Verschiebungen solcher Elektronenketten stattfinden. Die Zahl der Elektronen einer Kette wird in Zusammenhang gebracht mit der Wellenlänge für das Maximum der schwarzen Strahlung bei der betrachteten Temperatur. Unter dem Einfluß eines elektrischen Feldes findet eine bevorzugte Bewegung der Ketten in der Feldrichtung, also elektrische Leitung statt. Jede Kette hat im Mittel die nach der klassischen statistischen Mechanik einem Freiheitsgrad entsprechende kinetische Energie  $kT$ . Die durch das elektrische Feld zugeführte Energie wird in höheren Temperaturen bei jedem Zusammenstoß mit einem Atom größtenteils abgegeben. Wird in tiefen Temperaturen jedoch die Bewegung der Ketten so langsam, daß die Dauer des Zusammenstoßes von der Größenordnung der Dauer einer Atomschwingung ist, so kann nur wenig Energie beim Zusammenstoß abgegeben werden. Die Geschwindigkeit und die elektrische Leitfähigkeit werden dann sehr groß, was zur Erklärung der Supraleitfähigkeit dient. Die thermische Leitfähigkeit wird analog unter Berücksichtigung des Temperaturgefälles berechnet. Formeln für elektrische und thermische Leitfähigkeit entsprechen dem Wiedemann-Franz-Lorenzschen Gesetz, ohne die numerische Berechnung der Wiedemann-Franz'schen Zahl zu gestatten.

MEISSNER.

**H. Kennard.** On a Simplified Proof for the Retarded Potentials and Huyghens's Principle. Phil. Mag. (6) **43**, 1014—1017, 1922, Nr. 257. Da dem Verf. auch die von M. Mason (Phys. Rev. (2) **15**, 312—316, 1920) gegebene Darstellung des retardierten Potentials und des Huyghensschen Prinzips physikalisch aber noch nicht anschaulich genug erscheint, wählt er folgenden Weg, den man am besten klar macht im Anschluß an das von M. Abraham (Theorie der Elektrizität. 2. Band: Elektromagnetische Theorie der Strahlung. 3. Aufl., Teubners Verlag, 1914, S. 56 u. 57) gebrauchte Bild für das retardierte Potential: Eine Kugel am Aufpunkt  $P$  als Mittelpunkt zieht sich mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  zusammen,

derart, daß sie schließlich zur Zeit  $t$  auf den Punkt  $P$  zusammengeschrun-  
Wenn das skalare Potential  $\Phi$  der Differentialgleichung genügt

$$\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = \nabla^2 \Phi + 4\pi Q, \dots$$

in der  $Q$  die Raumdichte der elektrischen Ladung bezeichnet, folgt

$$\frac{dt}{4\pi} \iint \frac{r}{c} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} d\omega = \frac{cdt}{4\pi r} \iint (\nabla^2 \Phi) r^2 d\omega + \frac{cdt}{r} \iint Q r^2 d\omega$$

$\omega$  bezeichnet den räumlichen Winkel für den Aufpunkt  $P$ . Nimmt man irgendeine geschlossene Fläche  $S$  an, wobei  $P$  innerhalb des von  $S$  umschlossenen Raumes dann bezeichne  $G$  die Fläche der Kugelhaube, welche durch den Schnitt der  $S$  und der Kugel mit dem augenblicklichen Radius  $r$  entsteht. Ist die Kugel auf  $r - dr$  zusammengeschrunft, dann soll  $G$  gewachsen sein auf  $G + g$ . Die Kugelhaube der Fläche  $S$  zugenommen haben um einen Ring  $s$ . Auf Grund der Beziehung  $-dr = c dt$  ergibt dann das Integral

$$J = \frac{1}{4\pi} \iint \left( \Phi + r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{r}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) d\omega \dots$$

das Differential

$$dJ = \frac{dt}{4\pi} \left\{ \iint_G \left[ -2c \frac{\partial \Phi}{\partial r} - cr \frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{r}{c} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} \right] d\omega + \iint_g \left( \Phi + r \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{r}{c} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) d\omega \right\} \dots$$

Die Anwendung des Greenschen Satzes auf das von  $G$ ,  $G + g$  und  $s$  begrenzende Volumen und die Berücksichtigung von  $J = 0$  für  $t = -\infty$  bzw.  $J = \Phi$  für  $t = \infty$  ergibt schließlich nach mehreren Umformungen den bekannten Ausdruck

$$\Phi = \iiint_{t-r/c} \left[ \frac{Q}{r} \right] d\tau + \frac{1}{4\pi} \iint \left[ \left( \frac{\Phi}{r^2} + \frac{1}{cr} \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right) \cos \Theta - \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right] dS, \dots$$

worin  $\Theta$  der Winkel zwischen dem (gegen  $P$  gerichteten) Radius  $r$  und der innen gerichteten Normalen  $n$  von  $S$  ist. Das Raumintegral erstreckt sich über den ganzen von  $S$  umschlossenen Raum, das Oberflächenintegral über die ganze Fläche  $S$ . Der Zusatz  $t - \frac{r}{c}$  bedeutet, daß für die in den eckigen Klammern stehenden

Funktionen der Wert zur Zeit  $t - \frac{r}{c}$  zu setzen ist. Wenn für eine im Unendlichen liegende geschlossene Fläche  $S$  das Oberflächenintegral verschwindet, folgt auf bekannter Weise

$$\Phi = \iiint_{t-r/c} \left[ \frac{Q}{r} \right] d\tau \dots$$

**B. W. St. Clair.** Springs for Electrical Instruments. Gen. Electr. 562—564, 1922, Nr. 9. [S. 277.]

**G. Tammann.** Das elektrochemische Verhalten der Mischkristalle aus  $\text{Cu}$  und  $\text{Ag}$ . ZS. f. anorg. Chem. 112, 233—243, 1920, Nr. 2/3.

**W. S. Flight.** Der Einfluß der Temperatur auf die Durchschlagsfestigkeit einiger technischer Isolierstoffe. Electr. Rev. 91, 227—228, 1922, 1923. Durchschlagsfestigkeit von Papier, Preßspan, Fiber, Miraster und ähnlichen Stoffen bei 30 und 100°C in Luft und unter Öl. Bei 100°C eine um im Mittel



gere Durchschlagsspannung als bei 30°, nur bei einigen, z. B. feuchtem Papier, Zunahme, die ihre Ursache in der durch die Temperatursteigerung hervorgerufenen Trocknung hat. (Aus: Zeitschriftenschau d. Telegraphentechn. Reichsamts, Mt: Meyer.) SCHEEL.

a Bailey. A study of the effect of adsorbed gas on the high-frequency resistance of copper wire. Phys. Rev. (2) 20, 154—165, 1922, Nr. 2. 5.] VALENTINER.

Widerstände gekörnter Kohlensorten. Electr. World 80, 770, 1922. Die an Widerstände zu stellenden Anforderungen werden besprochen. Der Temperaturkoeffizient der Kohle soll möglichst konstant sein, der Aschengehalt der Kohle möglichst niedrig. Die physikalischen Eigenschaften in bezug auf Festigkeit und Härte müssen dem jeweiligen Zweck entsprechen. Durch Versuche von E. Williams und J. Shuck ist festgestellt worden, daß der spezifische Widerstand solcher Kohlewiderstände bis 1000° C ziemlich konstant ist. Bei 1200° C nähert er sich dem Wert von Graphit und wird bei weiterer Temperaturerhöhung positiv. Allerdings gilt das mehr für Graphit als für andere Kohlearten. Der spezifische Widerstand der Kohle wächst mit dem feiner werdenden Gefüge und bei Anwesenheit flüchtiger Stoffe. Der Aschengehalt vergrößert den Übergangswiderstand von Kohlekontakten. Über die Größe des Temperaturkoeffizienten und des Aschengehaltes einiger Kohlearten gibt nachstehende Tabelle Auskunft:

Widerstandsmaterial	Aschengehalt	Widerstand in Ohm/Kubikzoll		Temperatur- koeffizient des Widerstandes
		20° C	1000° C	
Osramgraphit . . . .	0,25	0,175	0,085	—0,000 52
Osramkohle . . . . .	2,0	1,27	0,83	—0,000 36
Osramtoko . . . . .	24,0	2,55	0,65	—0,000 75

(Aus: Techn.-wiss. Ber. des Osram-Konz., Referent: Kayser.) SCHEEL.

J. Newman. Absorption of Hydrogen by Elements in the Electric Discharge Tube. Phil. Mag. (6) 44, 215—226, 1922, Nr. 259, Juli. [S. 284.]

VALENTINER.

M. Sievert. Einige Bemerkungen zu der Abhandlung: W. Friedrich und O. Glasser, Intensitätsverbreitung der  $\gamma$ -Strahlen radioaktiver Substanzen im absorbierenden Medium. ZS. f. Phys. 12, 243—244, 1922, Nr. 3/4. Sievert beanstandet die von Friedrich und Glasser angewandte Bezeichnung „Isodosen“ und schlägt die Schnittkurven der Intensitätsflächen mit einer Ebene, da die betreffende  $\gamma$ -Strahlung heterogen war. GLOCKER.

Ernst Kolhörster. Dauerbeobachtungen der durchdringenden Strahlung von Wäskilä. ZS. f. Phys. 11, 379—395, 1922, Nr. 6. Von November 1916 bis Januar 1918 wurden Messungen der durchdringenden Strahlung auf der Feldwetterwarte bei Wäskilä bei Konstantinopel dauernd ausgeführt. Der Boden des Meßplatzes besteht aus einer bis zu 50 cm mächtigen Verwitterungskruste von Kiesel und Tonschiefer, unter der stehen Knollenkalke mit Einlagerungen von Tonschiefern und Grauwacke unmittelbar an. Der Gehalt der Bodenproben an radioaktiver Substanz ist als 1000 mal zu bezeichnen. Der Strahlungsapparat, Konstruktion Kolhörster III, befand sich 1 m über Boden auf einem ganz leichten Holztischchen in einem gut ventilierten

Spitzzelt. Die Ionisationskammer war mit gealterter, filtrierter und entaktivierter Luft von 750 mm Druck bei 0° gefüllt. Die Ablesungen erfolgten alle ein bis zw. Stunden, nachts in längeren Zwischenräumen. — Die Eigenstrahlung des Apparats betrug nach Messungen im Bosphorus bei 5 m Tiefe 3,8, die Höhenstrahlung etwa 1,0 die Gesamtstrahlung 7,56, so daß Erd- und Luftstrahlung (0,2) 2,69 Ionen  $\text{cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$  ausmachten. — Die Arbeit ist zu dem Zweck unternommen, das Verhalten der Erdstrahlung im jährlichen und täglichen Verlauf mit Bezug auf die meteorologischen Verhältnisse zu studieren, um Anhaltspunkte für ähnliche Messungen unter Abschirmung der Erdstrahlung zu gewinnen. Unter der Annahme, daß die Eigenstrahlung konstant bleibt, was auch durchaus der Fall zu sein scheint, und daß die Höhenstrahlung keine wesentlichen Schwankungen aufweist — völlige Gleichheit der Mittel aus den Tag- und Nachtwerten, keinerlei unerklärlichen Anomalien der Strahlung, wie sie früher von verschiedenen Beobachtern gefunden wurden —, sind die beobachteten Unterschiede der Gesamtstrahlung in erster Linie auf Rechnung der Erdstrahlung zu setzen. — Etwa 5600 Einzelwerte sind beobachtet worden. — Die jährliche Periode der Strahlung hat eine einfache Schwingung im Jahr mit Maximum im Sommer (Juni 7,81), Minimum im Winter (Januar 7,25) und eine Amplitude von 0,56, d. h. 7 Proz. der Gesamtstrahlung (7,56) oder 22 Proz. der Erdstrahlung (2,50). — Die Mittel gleicher Monate stimmen recht gut überein, die täglichen Schwankungen sind im Sommer größer als im Winter. — Die tägliche Periode zeigt eine doppelte Welle mit Maxima um 15<sup>h</sup> und 4<sup>h</sup>, Minima um 9<sup>h</sup> und 1<sup>h</sup>. Die Eintrittszeiten der Extreme schwanken um diese Stunden mit der Jahreszeit von Monat zu Monat. — Die Amplitude der Hauptschwingung wächst mit zunehmender Jahreszeit und fällt mit abnehmender Jahreszeit, während die der zweiten Schwingung sich umgekehrt verhält und im Winter mehr hervortritt. — Systematische Fehler, insbesondere die bei Wulfelektrometern auftretenden Temperatureinflüsse können die Ergebnisse nicht oder nur unwesentlich beeinflußt haben. — Die Erklärung für das Auftreten der jährlichen und täglichen Periode ergibt sich aus dem Verhalten der Strahlung zu den meteorologischen Elementen im Vergleich mit den Ergebnissen direkter Bodenemanationsbeobachtungen, wie sie in München und Potsdam durchgeführt worden sind: Verlagerung aktiver Substanzen unter dem Einfluß der Bodenatmung. Diese wird durch die Druckschwankungen bedingt, die von den Witterungserscheinungen zwischen der Luft in den Erdkapillaren und der Außenluft hervorgerufen werden, wobei die physikalische Bodenbeschaffenheit, insbesondere der Wechsel der Bodendurchlässigkeit von Bedeutung ist. Daher die Zusammenhänge zwischen Luftdruck, insbesondere Erddruck, Temperatur — Bodentemperatur und Einstrahlung — und Niederschläge, auf die hier nur ganz allgemein eingegangen werden kann. — Niederschläge erhöhen stets die Strahlung entsprechend ihrer Intensität, die mit ihnen einhergehende Herabsetzung der Bodendurchlässigkeit tritt dem entgegen. Letztere ist auch der Grund für die geringe Strahlung bei gefrorenem Boden. Luftdruckstand und Gang zeigen entgegengesetztes Verhalten zur Strahlung, besonders ausgeprägt im täglichen Gang; gleichsinnig ist die Beziehung zur Temperatur und zum Dampfdruck, bei diesem nur scheinbar, denn die relative Feuchtigkeit spielt kaum eine Rolle. Nebel bringt keine Erhöhung der Strahlung, dagegen zeigt sich deutlich entgegengesetzter Gang zur Bewölkung bzw. gleichgerichteter zur Einstrahlung. Die Beziehung zur Windgeschwindigkeit ist recht ausgeprägt, und zwar in dem Sinne, daß der Wind eine saugende Wirkung auf die Bodenluft ausübt, wobei die Bodendurchlässigkeit stark ins Gewicht fällt. Es werden derartige Messungen zur Kontrolle oder Ersatz von direkten Bodenemanationsbeobachtungen empfohlen.

**Wintz und W. Rump.** Messungen an Röntgenstrahlen. Fortschr. a. d. Geb. Röntgenstr. 29, 671—686, 1922, Nr. 6. Beschreibung einer neuen Methode zur tischen Intensitätsmessung von Röntgenstrahlen: die Röntgenstrahlen treffen auf einen Leuchtschirm auf, dessen Lumineszenzlichthelligkeit mittels Lummer-Brodhunnförfel und Nicol mit einer kleinen elektrischen Glühlampe (4-Volt-Akkumulatorentterrie) verglichen wird. Die Ergebnisse dieser Messungen stimmen weitgehend mit otometrischen Intensitätsmessungen überein. Messungen an ungefilterter und gefilterter rahlung von Coolidge- und Lilienfeldröhren werden mitgeteilt und auf die Vorzüge r graphischen Darstellung der Intensität als Funktion des Quadrats der Spannung, bei die Stromstärke als Parameter auftritt, hingewiesen; es ergibt sich die Intensität, gesehen von einem Proportionalitätsfaktor

$$J = (E_0^2 - E_0)^2 (i - i_0),$$

bei  $E_0$  und  $i_0$  für die betreffende Röhrenart und Betriebsweise charakteristische onstanten sind.

GLOCKER.

**Darbord.** Sur la réflexion des rayons X par les cristaux. Journ. de phys. la Radium 3, 218—220, 1922, Nr. 6. Verf. legt sich die Frage vor, ob nicht die tsache, daß für die Reflexion von Röntgenstrahlen an Kristallflächen das gewöhnliche reflexionsgesetz „Einfallswinkel = Reflexionswinkel“ gilt, die Möglichkeit eröffne, onochromatische Röntgenstrahlen katoptrisch zu konzentrieren. Er findet durch ometrische Überlegungen, daß dies in der Tat möglich ist mit einer Schar von nzentrischen kreiszylindrischen Kristallflächen, wie sie z. B. ein zu einem Kreis- linder gebogenes Glimmerblatt von endlicher Dicke darstellt. Er gibt an, daß er esen Befund experimentell verifiziert habe unter Benutzung einer 0,5 cm dicken immerschicht, die an die konkave Fläche eines Zylinderspiegels durch gespannte iden angedrückt war.

BEHNKEN.

**Deslandres.** Émission des rayons X, ultra X et corpusculaires par les rps célestes. C. R. 175, 506—512, 1922, Nr. 14. Fortsetzung von Observations de elipse totale de 1893 (Gauthier-Villars 1899). C. R. 126, 1323, 1898; 134, 1134, 86, 1902; 150, 65, 1910; 152, 1453, 1911; 155, 1573, 1912; 157, 517, 1913; 171, 451, 20; 172, 405, 709, 1921; 175, 121, 1922. I. Hinweis auf die Arbeiten von Birkeland 896) und von Störmer, welche die Aussendung von Kathodenstrahlen durch die onne als beinahe sicher dartaten. Dieselben konnten den Wert des äußeren magneti- hen Feldes der Sonne zu  $10^{-7}$  Gauß bestimmen und den nämlichen Wert fand eslandres 1911, indem er von der radialen Geschwindigkeit der Sonnenprotuberanzen ach den Aufzeichnungen in Meudon) ausging. Die Erde weist auch solche besonderen rahlen auf:  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Strahlen, welche die Luft ionisieren und zum Teil das Zustande- ommen des elektrischen Feldes der Erde erklären. Will man aber das Gesamtfeld egreifen, so muß man noch Strahlungen von auswärts annehmen, welche sehr durch- ringend sind, noch durchdringender, als alle bekannten Röntgenstrahlen. (Solche rahlen, mit einer noch größeren Schwingungszahl als die bekannten Röntgenstrahlen, ent Deslandres Ultra-Röntgenstrahlen.) Wenn man im Luftmeere bis 9000 m eigt (wie Kolhörster), so wird die Zahl der in der Sekunde gebildeten Ionen trächtlich erhöht: in der Höhe von 9000 m ist sie achtmal so groß wie an der rdoberfläche. Die durchdringende Strahlung wächst stark mit der Höhe; sie stammt ahrscheinlich von der Sonne. — II. Die Untersuchungen über die Atmosphäre der elben Sterne (Meudon seit 1922 mit Burson zusammen) haben Deslandres zur nnahme einer außerordentlich durchdringenden Röntgenstrahlung geführt, welche in

diesen Sternen ihren Sitz hat und welche von tieferen Schichten oder vom Kern dieser Sterne ausgeht. Deslandres und Burson fanden bei einigen der gelben Riesensterne: 1. die Linien  $H_3$  und  $K_3$  der oberen Schicht sind nach dem roten Ende zu verschoben; 2. die Linien  $H_2$  und  $K_2$  der mittleren Schicht sind nach dem violetten Ende zu verschoben (wie bei der Sonne). — Die Sonne (gelber Zwergstern) zeigt drei Arten von Calciumlinien  $H_1$  und  $K_1$ ;  $H_2$  und  $K_2$ ;  $H_3$  und  $K_3$  schwach, aber deutlich getrennt, welche von den tiefen, mittleren und oberen Schichten der Gasatmosphäre oder Chromosphäre herrühren. Diese Linien (besonders  $H_2$  und  $K_2$ ;  $H_3$  und  $K_3$ ) haben Deslandres und Burson auch bei mehreren gelben Riesensternen beobachtet; sie haben die Eigentümlichkeit, daß diese Linien (verglichen mit dem benachbarten kontinuierlichen Spektrum) heller und breiter sind als bei der Sonne. Es sind also dort die mittleren und höheren Schichten der Chromosphäre leuchtender und wichtiger als die entsprechenden Schichten der Sonne. Erklärung dieses Unterschieds: Die atmosphärischen Schichten wurden durch die  $H$ - und  $K$ -Strahlungen entdeckt, welche vom ionisierten Calciumatom ausgehen. Die Helligkeit der Schichten weist darauf hin, daß die Zahl der in der Sekunde gebildeten Ionen bei den Riesensternen größer ist und dies rührt nach Deslandres davon her, daß dort neben den Elektronen noch eine durchdringende Strahlung wirkt, welche aus den tieferen Schichten des Sterns kommt. Diese Strahlung ist bei den Riesensternen beträchtlicher wegen ihrer größeren Masse und wegen der höheren inneren Temperatur (Beispiel nach Eddington, daß in einem Falle für die Temperatur im Mittelpunkt eines gelben Riesensterns den Wert  $4650000^\circ$  annimmt). Bei den Riesensternen, welche in einem Zustande sind, wo die Temperatur zunimmt, dissoziieren die Atome und ihr Zerfall bedingt die Aussendung einer kräftigen  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -Strahlung. III. Anwendungen dieser Theorie 1. auf die Sonnenflecke; 2. auf die Nebel. Die Lichtaussendung der Nebel wird auf die Wirkung einer sehr durchdringenden Strahlung zurückgeführt, welche entweder vom sehr heißen Kern ausgeht oder (beim Fehlen eines Kernes) von radioaktiven Körpern, die an jeder Stelle des Raumes zerstreut sind, wo der Nebel ist. — Hier macht Deslandres folgenden Vergleich: In den tieferen Schichten unserer Atmosphäre rührt ein großer Teil der gebildeten Ionen von Radiumemanationen usw. her; würden die radioaktiven Substanzen in unserer Erde wesentlich beträchtlicher sein, so würde das Emanationsgas Leuchterscheinungen hervorbringen.

Stöck

**K. Haussmann.** Übersichtskarte der magnetischen Deklination in Deutschland mit der Epoche 1921 (Jahresmitte). Peterm. Geogr. Mitt. 1922, S. 177—181, Septemberheft, mit 1 Karte. Die Arbeit stellt den Verlauf der Deklination in Deutschland nach den neuesten Messungen und Aufnahmen zusammen (im ostpreussischen Störungsgebiet allein 4428 Stationen). Folgende Bemerkungen dürften für diese Berichte von Wichtigkeit sein: 1. In den letzten 30 Jahren hat sich die jährliche Abnahme der westlichen Deklination stark verändert; sie ist bei uns von früher  $7'$  auf  $4'$  von 20 Jahren heruntergegangen, dann vor 10 Jahren auf  $9'$  gestiegen und hat jetzt den früher in dieser Höhe nie nachgewiesenen Betrag von  $10,5'$  erreicht. Wahrscheinlich wird die jährliche Änderung langsam wieder abnehmen, man wird aber für einige Jahre den runden Betrag von  $10'$  Abnahme für das Jahr einsetzen dürfen. — 2. An einigen Stellen in Ostpreußen (östlich und nordwestlich von Insterburg und südlich von Goldap) hat bereits im Jahre 1921 der Übergang von westlicher in östliche Deklination stattgefunden. Bis die Linie der Deklination Null (Agone) in größerer Ausdehnung auf unserem Gebiet auftritt, wird allerdings noch reichlich ein Jahrzehnt verfließen. Dann wird aber die Agone während eines halben Jahrhunderts oder mehr durch Deutschland nach Westen ziehen.

Stöck



**Stöckl.** Erdmagnetische Messungen im Bayerischen Walde 1908 bis 1913. *Bayer. Akad. d. Wiss. Math.-Phys. Kl.* **29**, 7. Abhdlg., 42 S., 1922. Mit dem Instrumentarium des Erdmagnetischen Observatoriums der Sternwarte München wurden an 195 Punkten im Gebiet des Bayerischen Waldes die erdmagnetischen Elemente bestimmt, um deren Abhängigkeit von dem geologischen Aufbau weiterhin untersuchen, nachdem bereits Lamont und Messerschmitt dortselbst beträchtliche Störungen festgestellt hatten. Um die örtliche Störung zeichnerisch leichter darstellen zu können, wurde der Begriff der „Störungsgleichen“ eingeführt; darunter sollen verstanden werden, welche alle jene Punkte miteinander verbinden, wo die Werte für Deklination, Horizontalintensität, Inklination den nämlichen Wert haben; Maß der Störung wurde dadurch ermittelt, daß für jeden Ort jener Wert des magnetischen Elements berechnet wurde, welcher seiner geographischen Länge und Breite entsprechen würde und dieser Wert wurde von dem beobachteten Wert abgezogen. Der Unterschied wurde als „Maß der örtlichen Störung“ betrachtet. — Die Messungen ergaben zahlreiche Zusammenhänge mit dem Verlauf von geologisch ausgezeichneten Richtungen, z. B. des Pfahles oder der Grenzlinien zwischen Gneis und anderen Formationen. Die Granitgebiete zeigen, jedes für sich, ein besonderes Verhalten. In der Spitze des Silberberges bei Bodenmais wurde eine östliche Deklination festgestellt. Die deutliche Abhängigkeit der erdmagnetischen Elemente von geotektonischen Linien wird folgendermaßen erklärt: Die Vorgänge, durch welche sich einstmals jene Linien bildeten, haben die Nachbargesteine weitgehendst mitverändert und deren Ausprägungen das Gepräge verliehen. Die Druckrichtungen bestimmten die Orientierung der einzelnen Bestandteile, z. B. der Glimmerblättchen, der Magnetitkristalle usw. Glimmer im Gneis, in den Eruptivgesteinen, sind vielfach mehr oder weniger eisenhaltig. Nun wurden durch den gewaltigen Druck, der bei der Ausbildung solcher tektonischen Linien zur Entfaltung kam, die Gesteine hoch erhitzt, und bei manchen Mineralien, z. B. eisenhaltigen Magnesiaglimmern, kann man durch Glühen polaren Magnetismus künstlich hervorbringen. STÖCKL.

**G. Guillaum.** Transformation de l'énergie rayonnante à l'aide de l'onde diploïde d'onde. *C. R. séanc. soc. de phys. de Genève* **39**, 107—110, 1922, Nr. 2. (*Ch. sc. phys. et nat.* (5) **4**, Juli/August, 1922.) [S. 300.]

**A. J. J. J.** Nouvelles applications de la méthode des charges de très courte durée et des éclairages instantanés. *C. R.* **172**, 583—586, 1921, Nr. 10. ERFLE.

**Carsten.** Bemerkung zu der Arbeit von W. Hahnemann und H. Hecht: „Die Theorie des Telephons“. *Phys. ZS.* **23**, 393—394, 1922, Nr. 20/21. Das Spannungsglied der von H. Lichte und Carsten benutzten Differentialgleichung der Telephonschwingungen ist proportional dem vollen Primärstrom, da die Eisenverluste vernachlässigt sind. Unter Berücksichtigung der Eisenverluste ergibt sich die Störungsgleichung komplex, im Einklang mit der Annahme von Hahnemann und Hecht. DROSEN.

**Arnar Holm.** Über Kontaktwiderstände besonders bei Kohlekontakten. *Ann. f. techn. Phys.* **3**, 290—294, 320—327, 349—357, 1922, Nr. 9, 10, 11. Der Kontaktwiderstand wird als Ausbreitungswiderstand in den Kontaktkörpern gedeutet. Aus der Hertzschen Theorie der Berührungsflächen und der Annahme metallischer Leitung ergibt sich ein bestimmtes Abhängigkeitsgesetz des Kontaktwiderstandes vom Druck. Durch diese einfachen Annahmen lassen sich aber die beobachteten

Erscheinungen nicht erklären. Vor allen Dingen ist der beobachtete Kontaktwiderstand stets größer, als der theoretische. Zur Erklärung wird angenommen, daß die Rührung der Kontakte außer in der makroskopischen Berührungsfläche auch noch mehreren kleineren Flächen stattfindet. Die Zahl dieser Flächen ist vom Druck hängig. Die Unstimmigkeit, daß bei dieser Annahme Druckbeanspruchungen Kontaktmaterials vorkommen, die über der normalen Druckfestigkeit liegen, wird durch den Hinweis auf die Smekalschen Versuche über die erhöhte Bruchfestigkeit mikroskopischer Kristalle beseitigt. (Ein Ansatz mit der von Rohmann beobachteten Wasserhaut, die den Kontaktdruck ohne Stromübergang zum Teil aufnehmen sollte, erwies sich als nicht durchführbar.) Die Abhängigkeit des Kontaktwiderstandes von der Stromstärke wird aus der entwickelten Jouleschen Wärme und deren Ausbreitung in den Kontaktkörpern nach ähnlichen Formeln errechnet. Der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes muß dabei berücksichtigt werden. Versuche erstreckten sich auf die Messung des Kontaktwiderstandes. Um zu vergleichbaren Werten des Widerstandes zu kommen, werden alle Widerstände auf den Ausbreitungswiderstand in einem Kontaktkörper reduziert. Die zur Prüfung der Theorie notwendigen Materialkonstanten werden zum Teil neu bestimmt. Es ergibt sich der Kontaktwiderstand für kleine Drucke umgekehrt proportional zum Druck, Drucke über 0,3 g proportional zu  $P^{-0,73}$ . Der Kontaktwiderstand ergibt sich weitgehend unabhängig von der Gestalt der Kontaktflächen (Kohlengrieß, -kugeln, -platten) im wesentlichen gegeben durch den angewandten Druck. Die vorstehende Theorie wird auf die Detektorwirkung angewandt. Es besteht die theoretische Möglichkeit, den Detektoreffekt thermoelektrisch zu erklären, da die nach obigem errechneten Volumenteile, in denen die wesentliche Erwärmung stattfindet, klein genug sind, eine genügend schnelle Erwärmung zu ermöglichen. Wenn auch im großen und ganzen die Beobachtungen gut mit der Theorie übereinstimmen, so sind doch nicht alle Ansätze genügend erhärtet.

DROYE

**Hayden und Steinmetz.** Neue Auffassung des elektrischen Durchschlageffektes bei festen Isolatoren. Electr. World 80, 865—868, 1922, Nr. 17. Der Vorgang beim elektrischen Durchschlag eines festen Isolators ist folgender: An einer infolge stets vorhandener geringer Inhomogenität schwachen Stelle des Isolators tritt eine erhöhte Leitfähigkeit ein. Die Temperatur an dieser Stelle steigt infolge des stark negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes an, damit aber wieder der Strom und so fort, bis Kurzschluß und damit Zerstörung des Isolators durch erhebliche Energiekonzentration eintritt. Liegt die Spannung noch weit unterhalb der Durchschlagsspannung, so bleibt der Strom begrenzt, da bei der nur gering entwickelten Wärme noch Wärmeausgleich stattfinden kann. Die Durchschlagsspannung ist hiernach keine reine Materialeigenschaft, sondern ein Wärmeeffekt, der hängt ab einerseits von der erzeugten Wärme, also von Spannung und elektrischer Leitfähigkeit, andererseits von der abgegebenen Wärme, also von Wärmeleitfähigkeit und -kapazität, Konvektion usw. Das Verhalten eines festen Isolators läßt sich bei Spannungen weit oberhalb der Durchschlagsspannung untersuchen, wenn passende Vorschaltwiderstände zur Begrenzung des sonst stark ansteigenden Stromes und Versuchsstück von geringem Querschnitt zur Ermöglichung eines schnellen Temperaturausgleichs benutzt werden. Die erhaltenen Stromspannungskurven, z. B. eines Nernststiftes, ähneln den Lichtbogencharakteristiken. Die Spannung, als Funktion der Stromstärke aufgetragen, zeigt erst einen steilen Spannungsanstieg, dann ein Umbiegen und einen erst steilen, dann flacher werdenden Abfall. (Aus: Techn.-wiss. Ber. des Osram-Konz., Referent: Schönborn.)

SCHÖN

**Dieterle.** Die Schutzzerdung bei der dielektrischen Verlustmessung an Hochspannungskabeln. Arch. f. Elektrot. **11**, 182—188, 1922, Nr. 5. Die Lieringsche Brückenordnung gestattet die Messung des Leistungsfaktors des Stromes eines leerlaufenden Hochspannungskabels an einem Stück von wenigen Metern Länge. Bei diesen kurzen Stücken macht sich der Einfluß der an den Enden des Kabels gestörten Feldverteilung ungünstiger bemerkbar als bei langen Stücken. Verf. stellt die Notwendigkeit der Schutzzerdung für die Messung des dielektrischen Verlustfaktors  $\cos \varphi = tg \delta$  des Kabels dar und beschreibt die zweckmäßige Anbringung derselben. Bei Einfachkabeln wird der Bleimantel an beiden Enden auf die Meßspannung angepaßte Länge abgenommen, und wenige Zentimeter von den Enden des Mantels entfernt je ein 2 bis 3 mm breiter ringförmiger Streifen aus dem Blei ausgeschnitten. Durch diese vom Mantel isolierten Schutzringe können die Ströme an den Enden direkt zur Erde abgeführt werden, auch ist durch sie die Länge des Meßstücks definiert. Die in Kurven dargestellten Meßergebnisse zeigen, daß bei vielfacher Beanspruchung der Kabel durch die Schutzringe Fehler vermieden werden, die ein Mehrfaches der zu messenden Größe sein können. Besonders zweckmäßig ist die Anbringung von Schutztrichtern aus Blech an den Enden, die mit Isoliertränkmasse gefüllt werden. — Bei Dreifachkabeln sind bei der Beanspruchung die Leiter gegeneinander auch deren Enden abzuschützen. Dies wird dadurch erreicht, daß die Isolation jedes Leiterendes bis auf wenige Lagen Papier entfernt wird, dann die Lage Stanniol aufgewickelt und hierauf wieder Isoliermaterial gebracht wird. Auch können diese Schutzhüllen gegebenenfalls direkt an Erde oder an Hochspannung (bzw. an ihren Leiter) gelegt werden. Der Mantel wird wie beim Einfachkabel mit Schutztrichtern und Tränkmasse geschützt. Die Messungen zeigen einwandfrei die Notwendigkeit der Anbringung des Endschutzes bei der Messung des Verlustfaktors an Hochspannungskabeln.

DIETERLE.

**F. Scheid.** Ein neuer Hängeisolator. Bulletin Schweiz. Elektrot. Ver. **12**, 289, 1921, Nr. 10. Die Lebensdauer von Hängeisolatoren der sogenannten Kappenform leidet sehr unter Temperaturschwankungen, wenn Porzellan- und Metallteile fest miteinander verkitet sind. Der alte Hewlett-Isolator hat aber andere Nachteile. Der vom Verf. beschriebene neue Kappenisolator hat einen hohlkugeligen Kopf. Vor dem Brennpiegel wird ein schon gebrannter Porzellankörper besonderer Form in die Kugel eingepaßt. Durch den Schwund der Porzellankappe schrumpft ihre Öffnung zusammen, daß der eingeführte kugelartige Porzellankörper nicht mehr herausgezogen, aber doch noch beliebig verdrehbar bleibt. Nun werden die passend geformten Metallteile (eiserne Mutter in der Form einer Kugelkalotte und die Stütze) eingeführt und elastisch eingebettet, so daß alle mechanischen Spannungen gleichmäßig übertragen werden. — Die Vorteile dieser Konstruktion sind große mechanische Festigkeit (5000 kg), hohe Durchschlagsspannung (160 bis 170 kV), große Kapazität (6, 10—12 Farad). Bei dieser Kapazität wird eine sehr günstige Spannungsverteilung an der Isolatorenkette erzielt, so daß selbst durch ein 10. Glied die Beanspruchung am untersten Gliede noch merklich verbessert wird. Zur Übertragung von 100 kV sind vier Glieder dieses Kugelhaupt-Isolators benötigt, für 150 kV sechs und für 200 kV neun bis zehn Glieder.

DIETERLE.

**Dr. Kottmaier.** Die Dickfilterung in der Röntgentherapie. Strahlentherapie **14**, 493—496, 1922, Nr. 2. Bericht über Verwendung eines 3 mm-Zinkfilters anstatt der bisher gebräuchlichen Dicken von 0,5 bis 1 mm für medizinische Tiefenbestrahlungen.

GLOCKER.

## 6. Optik aller Wellenlängen.

**Edouard Guillaume.** Transformation de l'énergie rayonnante à l'aide l'ellipsoïde d'onde. C. R. séanc. soc. de phys. de Genève **39**, 107—110, 1922, Nr. (Arch. sc. phys. et nat. (5) **4**, Juli/August 1922.) Es wird im Anschluß an die S. 2 referierte Arbeit gezeigt, daß man auch auf den Guillaumeschen Grundlagen die Einsteinsche Transformationsgleichung für die Energie der Strahlung ableiten kann. Eine kugelförmige Wellenfläche  $\Sigma$  (Radius  $R$ ) im System  $S$  wird also im System  $S'$ , das sich gegenüber  $S$  mit konstanter Geschwindigkeit  $v$  bewegt, zum Ellipsoid, dessen Polargleichung ist  $r' = \frac{\alpha R}{1 + \beta \cos \varphi'} = \frac{R}{\alpha} (1 - \beta \cos \varphi)$ , wo  $\varphi'$  der Winkel zwischen  $r'$  und  $v$  ist und  $\alpha^2 = 1 - \beta^2$ ,  $\beta = v/c$ . (Die Bezeichnungen sind also gegenüber der vorhergehenden Arbeit geändert.) Ferner ist

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \beta}{1 - \beta \cos \varphi} \dots \dots \dots$$

Die abzuleitende Gleichung

$$dE' = \frac{dE}{\alpha} (1 - \beta \cos \varphi) \dots \dots \dots$$

(welche also der Gleichung für  $E'/E$  auf S. 913 unten der oben genannten Annalarbeit Einsteins aus dem Jahre 1905 entspricht; d. Ref.) folgt dadurch, daß man zunächst außer dem Volumenelement im System  $S$

$$d^3 V = \varrho^2 d\varrho \sin \varphi d\varphi \dots \dots \dots$$

das Volumenelement  $d^3 V'$  im System  $S'$  bildet unter Berücksichtigung von (1) und  $\varrho'/\varrho = r'/R$ ; ferner ist  $dE = W \cdot d^3 V$  und  $dE' = W' \cdot d^3 V'$ , wobei  $W = w$  und  $W' = w'/\varrho'^2$  gilt und  $w'$  durch  $w$  mittels der bekannten aus der Lorentztransformation folgenden Gleichung ausgedrückt wird:

$$w' = \frac{w(1 - \beta \cos \varphi)^2}{\alpha^2} \dots \dots \dots$$

Zu den nach Ableitung der Gleichung (7) noch folgenden Bemerkungen von Guillaume sei noch der Hinweis des Berichterstatters hinzugefügt, daß die von Guillaume gegebene Gleichung  $E'/V' = E/V$ , in der  $E'$  die im Volumen  $V'$  (als im Ellipsoid, das der Kugel  $R$  entspricht) enthaltene Energie und  $E$  die in dem Kugelvolumen  $V$  enthaltene Energie bezeichnen, nicht richtig ist. Es muß vielmehr  $E' \cdot V' = E \cdot V$  sein, was der Beziehung  $\frac{S'}{S} \cdot \frac{E'}{E} = 1$  entspricht, die man aus den Einsteinschen Gleichungen (auf S. 913 der schon mehrfach erwähnten Einsteinschen Arbeit) ableiten kann:

$$\frac{S'}{S} = \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi} \quad \text{und} \quad \frac{E'}{E} = \frac{\frac{A'^2}{8\pi} S'}{\frac{A^2}{8\pi} S} = \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}}$$

( $S, S', E, E', v, V$  bei Einstein entsprechen in der hier referierten Guillaumeschen Arbeit bzw.  $d^3 V, d^3 V', dE, dE', v, c$ ). ERP

**Ed. Guillaume.** Représentation graphique de l'Optique des corps en mouvement. C. R. Soc. suisse de phys. Bâle 1921. Arch. sc. phys. et nat. (5) **311—315**, 1921, Mai/Juni. [S. 275.] ERP

**E. H. Kennard.** On a Simplified Proof for the Retarded Potentials and Huyghens's Principle. Phil. Mag. (6) **43**, 1014—1017, 1922, Nr. 257. [S. 291.] ERP



**C. Plummer.** On the Curvature of the Lines in the Prismatic Spectrum. *Phil. Not. Roy. Astron. Soc.* 82, 466—472, 1922, Nr. 8. Einleitend wird auf die diesen Gegenstand ausführlich behandelnde Arbeit von L. Ditscheiner, *Sitzber. d. Wiener Akad.* 51, 368—383, 1865 (Über die Krümmung von Spektrallinien) und auf Kaysers *Handbuch der Spektroskopie* 1, 319, hingewiesen. Dann werden die Ditscheiner'schen Ergebnisse auf andere Art abgeleitet.  $A$  sei der brechende Winkel des Prismas,  $n'$  der Einfallswinkel an der ersten Fläche,  $v$  seine Projektion auf den Hauptschnitt,  $\Theta$  der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und dem Hauptschnitt,  $m$  der Winkel zwischen dem das Prisma verlassenden Strahl  $S$  und der zweiten Fläche  $N_2$  zur zweiten Prismenfläche,  $w$  der Winkel zwischen der zweiten Brechungsebene und dem Hauptschnitt. Dann folgen durch Betrachtung der sphärischen Dreiecke, die durch Projektion aller Richtungen auf eine Kugel (vom Kugelmittelpunkt aus) entstehen, die Gleichungen

$$\sin m \sin w = \sin \Theta \quad \dots \quad (1)$$

$$\sin m \cos w = \sin A \sqrt{\mu^2 - \sin^2 \Theta - \sin^2 v \cos^2 \Theta} - \cos A \sin v \cos \Theta \quad \dots \quad (2)$$

Die Gleichungen drücken  $w$  und  $m$  durch  $\mu$ ,  $A$ ,  $v$  und  $\Theta$  aus. Sind so  $m$  und  $w$  bekannt, dann braucht man nur durch die zweite Normale  $N_2$  eine Ebene  $N_2 S$  zu legen, welche mit dem Hauptschnitt den Winkel  $w$  einschließt und auf derselben Seite des Hauptschnitts liegt wie der einfallende Strahl  $J$ ; in dieser Ebene bestimmt dann die Lage des austretenden Strahles  $S$ . Bei der Ableitung dieser Gleichungen ergibt sich die seit H. W. Brandes (s. H. Erfle, *ZS. f. Instrkde.* 40, 129—131, 1920; diese *Ann.* 1, 1420—1421, 1920) bekannte Tatsache, daß nach der Brechung durch ein Prisma derseits an das gleiche Mittel (Luft) grenzendes Prisma der Strahl wieder den gleichen Winkel  $\Theta$  mit dem Hauptschnitt einschließt wie vor der Brechung. Wird der Winkel  $N_2 S$  ( $= w$ ) auf den Hauptschnitt projiziert, dann erhält man einen Winkel  $R$  ( $= \alpha'$ ), der aus (2) und  $\sin m \cos w = \sin \alpha' \cos \Theta$  folgt als

$$\sin \alpha' = \sin A \sqrt{(\mu^2 - 1) \tan^2 \Theta + \mu^2 - \sin^2 v} - \cos A \sin v \quad \dots \quad (3)$$

Setzt man  $\Theta = 0$ , dann folgt aus (3) die Gleichung

$$\sin N_2 B = \sin A \sqrt{\mu^2 - \sin^2 v} - \cos A \sin v \quad \dots \quad (3a)$$

Setzt man  $N_2 B = \alpha$ , dann stellt (3a) die bekannte Beziehung für die Winkel eines Strahles dar ( $v$  erster Einfallswinkel,  $\alpha$  Winkel des austretenden Strahles an der zweiten Fläche). Durch Subtraktion der Gleichung (3a) von (3) ergibt sich die streng gültige Gleichung

$$\sin \alpha' - \sin \alpha = \sin A [\sqrt{\mu^2 - \sin^2 v + (\mu^2 - 1) \tan^2 \Theta} - \sqrt{\mu^2 - \sin^2 v}] \quad \dots \quad (4)$$

Der Spalt in der Kollimatorbrennebene so kurz im Verhältnis zur Kollimatorweite, daß  $\tan^2 \Theta$  vernachlässigt werden kann, dann folgt aus (4) die Näherung

$$\alpha' - \alpha = \frac{\mu^2 - 1}{2\mu} \frac{\sin A}{\cos \alpha \cos v} \cdot \Theta^2, \quad \dots \quad (5)$$

Indem noch der Brechungswinkel  $r$  an der ersten Fläche durch  $\sin v = \mu \sin r$  ersetzt worden ist. Hieraus folgt für den Krümmungsradius  $\varrho$  im Scheitel der Spektrallinie, wenn  $f$  die Brennweite des Aufnahmeobjektivs ist, die bekannte Formel

$$\varrho = \frac{\mu f}{\mu^2 - 1} \cdot \frac{\cos \alpha \cos r}{\sin A} \quad \dots \quad (5a)$$

Die im Sonderfall des Minimums der Ablenkung [ $A = 2r$ ,  $\alpha = v$ ,  $\sin v = \mu \sin \frac{A}{2}$ ] ergibt in

$$\varrho = \frac{f}{2} \cotg v \cdot \frac{\mu^2}{\mu^2 - 1} \quad \dots \quad (5b)$$

Führt man ein räumliches Koordinatensystem  $\xi, \eta, z$  bzw.  $x, y, z$  ein, wobei  $\xi$  parallel der zweiten Normalen  $\eta$  im Hauptschnitt liegt und senkrecht zur zweiten Normalen steht,  $\eta$  in der Richtung des zum Punkt  $\Theta = 0$  gehörenden gebrochenen Strahls liegt, und  $x$  senkrecht dazu im Hauptschnitt liegt, dann folgt aus (2) die Gleichung der dem zum Hauptschnitt senkrechten Spalt entsprechenden Kegelfläche der gebrochenen Strahlenrichtungen

$$\left. \begin{aligned} &[(\mu^2 \sin^2 A - \sin^2 v) \xi^2 + (\mu^2 \sin^2 A - \sin^2 v - 1) \eta^2 + (\mu^2 - 1) \sin^2 A \cdot z^2]^2 \\ &= 4 \cos^2 A \sin^2 v \cdot \eta^2 (\xi^2 + \eta^2) \end{aligned} \right\}.$$

Wenn man  $y = f$  setzt und die Transformationsgleichungen  $\eta = y \sin \alpha - x \cos \alpha$ ,  $\xi^2 + \eta^2 = x^2 + y^2$  berücksichtigt, folgt aus (6) die streng gültige Gleichung des Spaltbildes:

$$\left. \begin{aligned} &[(\mu^2 \sin^2 A - \sin^2 v) (f^2 + x^2) - (f \sin \alpha - x \cos \alpha)^2 + (\mu^2 - 1) \sin^2 A \cdot z^2]^2 \\ &= 4 \cos^2 A \cdot \sin^2 v (f^2 + x^2) \cdot (f \sin \alpha - x \cos \alpha)^2 \end{aligned} \right\}.$$

Vernachlässigt man in (7)  $x^2$  gegen  $x$ , dann folgt

$$(\mu^2 - 1) \sin A \cdot z^2 + 2\mu f x \cos \alpha \cos v = 0 \dots\dots\dots$$

also wieder derselbe Scheitelkrümmungsradius wie Gleichung (5a), da (5a) der Scheitelkrümmungsradius der durch (8) dargestellten Parabel ist. — Nach einer Diskussion der Richtung der Konkavität bzw. Konvexität des Spaltbildes wird erörtert, daß bei gegebenem  $A$  und veränderlichem  $v$  (bzw.  $\alpha$ ) höchstens ein Minimum der Krümmung der Spektrallinie ergibt. Wird der Höchstwert des Brechungswinkels an der ersten Fläche mit  $M$  bezeichnet, also  $\mu \sin M = 1$  gesetzt, dann darf  $A$  nicht größer sein als der aus

$$\sin(3M - 2A) = \sin M \cos 2M \dots\dots\dots$$

folgende Wert. Aus der Tabelle seien die Werte  $\mu = 1$ ,  $M = 90^\circ$ ,  $A = 18^\circ$ ;  $\mu = 1,5$ ,  $M = 41,8^\circ$ ,  $A = 60,6^\circ$  und  $\mu = 2$ ,  $M = 30^\circ$ ,  $A = 37,5^\circ$  genannt. Schließlich wird noch empfohlen, die Lage des Minimums der Spektrallinienkrümmung statt aus einer kubischen Gleichung zu bestimmen durch Probieren aus der Gleichung

$$tg(A - 2\beta) = (\mu^2 - 1) tg\beta \dots\dots\dots$$

wo  $\beta = A - v$ , und auf den Zusammenhang mit dem Minimum der Dispersion hingewiesen. Bezüglich dieses Zusammenhangs und weiterer Quellenangaben sei auf die Arbeit von H. Erfle, ZS. f. Instrkde. **39**, 280—288, 297—312, 1919 (diese Ber. **772**—**774**, 1920) verwiesen, die dem Verf. offenbar entgangen ist, und ebenfalls [S. 2, Gleichung (30)] die Benutzung einer der soeben wiedergegebenen Gleichung (10) entsprechenden Gleichung an Stelle einer kubischen Gleichung empfiehlt. Enf

**Wheeler P. Davey.** A New X-ray Diffraction Apparatus. Gen. Electr. R. **25**, 565—580, 1922, Nr. 9. Auszug aus einer Mitteilung im Journal of the Optical Society of America, November 1921. Die Arbeit enthält die Beschreibung einer vollständigen Apparatur zur Aufnahme von Debye-Scherrer-Diagrammen für technische Zwecke. Der Apparat besteht aus einem schrankartigen Tisch, der einen Hochspannungstransformator bis 30 kV<sub>eff</sub> enthält. In diesen eingebaut ist ein Heiztransformator für die Kathode eines Coolidge-Rohres mit wassergekühlter Mo-Antikathode. Ein besonders konstruierter Deckel dient als Halter für das Rohr und für 15 Kassetten gleichzeitig. Die Röhre braucht einen Heizstrom von 4,75 A, einen Kühlwasserstrom von  $\frac{1}{4}$  quart  $\frac{l}{min}$  = 1,136  $\frac{l}{min}$  und läuft bei 30 kV<sub>eff</sub> mit 25 bis 35 Milliampere. Um möglichst nur die Mo- $K_\alpha$ -Linien zu bekommen, enthalten die Kassetten, die sowohl das untersuchte Präparat als auch den Film aufnehmen, ein Filter aus ZrO<sub>2</sub> unmittelbar

dem Film (0,05 g  $ZrO_2$  pro  $cm^2$ ). Zum Apparat gehört ein Schaltbrett mit Schalter, Sicherungen, Primärspannungsvoltmeter und Milliampereometer. Ein Relais bringt beim Versagen des Kühlwassers die Sicherungen zum Ansprechen. Sonst ist der Apparat den Bedürfnissen der Technik weitgehend angepaßt, z. B. alle der Berührung zugänglichen Leiter geerdet sind und sich der Transformator nur bei geschlossenen Schranktüren einschalten läßt. Der Apparat erfordert ein Minimum der Bedienung. Die Aufnahmezeiten variieren von 5 bis 10 Minuten je nach dem zu untersuchenden Material. Zum Schluß wird ein schematisches Verfahren zur Auswertung der Photogramme nebst dazugehörigen Kurven gegeben.

BEHNKEN.

**Tear.** The Optical Constants of Certain Liquids for Short Electric Waves. *Phys. Rev.* (2) **20**, 88—89, 1922, Nr. 1. Verf. hat Methoden zur Erzeugung elektrischer Wellen von wenigen Millimetern nach dem Prinzip des Hertz-Oszillators ausgearbeitet. Als Empfänger zur Messung der Strahlungsintensität ein Radiometer mit Flügeln, die an Stelle der Schwärzung Metallstreifen tragen, auf Resonanz mit der einfallenden Schwingung abgestimmt sind. Zur Homogenisierung der Strahlung dienen Spiegel aus abgestimmten Metallresonatoren. Die mit Sicherheit isolierte Wellenlänge ist 1,8 mm, die kürzeste beobachtete, nicht beliebig reproduzierbare 0,8 mm. Angaben über experimentelle Einzelheiten fehlen.

REINKOBER.

**Hingham and F. Stanley.** A New British Saccharimeter. *Intern. Sugar* **24**, 587—590, 1922. Die Fehler der bisher üblichen Saccharimeter, die bei der Benutzung besonders in den Tropen hervortreten, wo eine Neujustierung seitens der Hersteller nicht möglich ist, sind: 1. die Veränderlichkeit der Kittsubstanzen, die eine Trübung der Kittschicht einschließt; 2. die große Empfindlichkeit der des Halbschattenprismas nach Lippich; 3. die Unvollkommenheiten der Quarzmaterial und Schliiff; 4. die Unmöglichkeit der Reinigung der optischen und endlich konstruktive Schwächen. — Da ein vollkommen widerstandsfähiger Apparat nicht bekannt ist, so haben die Verf. eine unverkittete Halbschattenvorrichtung ausgebaut, die aus zwei Spaltungsstücken zusammengesetzt ist, bei welchen die optischen Flächen natürliche Grenzflächen sind. Der ordentliche Strahl wird an den geschwärzten Seitenflächen der Kalkspatstreifen absorbiert, der Halbschatten wird durch Neigung der Streifen gegeneinander fest eingestellt (durch Abwinkeln der Innenflächen entsprechend der Jellitschen Konstruktion). Durch Veränderung der natürlichen Begrenzungsflächen für die Bildung der Halbschatten soll auch das Ausbröckeln vermieden sein. An Stelle des üblichen etwa 45 mm Quarzkeiles wird eine aus einem rechtsdrehenden und einem linksdrehenden zusammengesetzte kreisförmige Platte von nur 20 mm Durchmesser benutzt, der wirksame Keilwinkel durch Drehung dieser Platte in ihrer Ebene gegenüber entsprechend ausgebildeten Kompensationsplatte verändert werden kann. Die Konstruktion ist derartig, daß jeder Teil zwecks Reinigung aus dem Apparat herausgenommen werden kann, was wegen der geringeren mechanischen Empfindlichkeit der neuen Schnittweise möglich ist.

H. R. SCHULZ.

**Nichols and J. D. Tear.** Short Electric Waves. *Phys. Rev.* (2) **20**, 88, Nr. 1. Verf. haben Reflexion und Absorption von Wasser, Glycerin, Methylalkohol für elektrische Wellen von 4, 8 und 18 mm gemessen und die Brechungsindizes berechnet. In einigen Fällen ermitteln sie zur Kontrolle den

Brechungsindex dadurch, daß mit Hilfe von Interferenzen die Wellenlänge in einer dünnen Schicht von veränderlicher Dicke bestimmt wird, die auf Quecksilber als reflektierender Fläche schwimmt. Zahlenangaben fehlen in der Mitteilung. REINKO

**Maurice Curie.** Sur les indices de réfraction des sulfures phosphorescents. C. R. 175, 617—619, 1922, Nr. 16. Nach Lenard (Ann. d. Phys. 1910) ist für die Erregung alkalischer Sulfide das Verhältnis  $\lambda : \sqrt{k}$  der Wellenlänge  $\lambda$  der Erregungsbande zur Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstante  $k$  konstant, wenn derselbe Erregerstoff (Cu) in die Grundsubstanzen CaS, BaS, SrS eingeführt wird. Schmidt (Ann. Phys. 1922) hat die Gültigkeit des Gesetzes auch für Oxyde und Selenide der Erden und Alkalien bewiesen. — Nach Curie kann das Gesetz jedoch nur näherungsweise gelten, da die Beziehung  $k = n^2$  für die im Bezirk 400 bis 250  $\mu\mu$  liegenden erregenden Wellen nicht streng zutrifft. Er bestimmt die Brechungsexponenten durch Einbettung der Pulver in gleichbrechenden Selenschwefelgemischen mittels mikroskopischer Beobachtung und findet, daß die Brechungszahlen für eine merkliche Anzahl von Körpern Abweichungen aufweisen, die er auf Bildung von Sulfaten zurückführt. Für CaS und SrS gelten Werte zwischen  $n = 1,6$  und  $2,15$  bei gelbem Licht, für ZnS im Mittel  $n = 2,35$  ( $\lambda = 630 \mu\mu$ ). Nimmt man  $\Delta n / \Delta \lambda = 0,0005$ , wie für Zinkblei, so wird bei  $\lambda = 400 \mu\mu$   $n = 2,30$  für die Erdalkalisulfide,  $n = 2,50$  für Zinkulfid. Gültigkeit der Lenardschen Beziehung wird daher angezweifelt. H. R. SCHUBERT

**H. Spencer Jones.** The Theory of Astronomical Interferometer Measurements. Month. Not. Roy. Astron. Soc. 82, 513—534, 1922, Nr. 9. Die Behandlung von Michelson (Phil. Mag. 30, 1, 1890) setzt voraus, daß die Spaltbreite gegenüber dem Spaltabstand vernachlässigt werden kann. Hamy ließ diese Einschränkung fallen und zeigte, daß für gleichmäßig beleuchtete kreisförmige Objekte Korrekturen der Michelsonschen Formel nötig sind. Der allgemeinste Ausdruck für die in der Richtung  $\Theta$ ,  $\Phi$  durch ein in der Richtung  $\omega$ ,  $\psi$  gelegenes Element erzeugte Intensität ist

$$J = \iint J^2 \cdot \cos^2 \frac{\pi l}{\lambda} (\omega - \Theta) \left[ \frac{\sin \frac{\pi a}{\lambda} (\omega - \Theta)}{\frac{\pi a}{\lambda} (\omega - \Theta)} \right]^2 \left[ \frac{\sin \frac{\pi h}{\lambda} (\Phi - \psi)}{\frac{\pi h}{\lambda} (\Phi - \psi)} \right]^2 d\omega \cdot d\psi.$$

Die Achsen  $Oy$ ,  $Oz$  liegen in der Ebene der Spalte,  $O$  in der Mitte beider Spalte.  $Oy$  geht senkrecht zur Längsausdehnung durch die Spaltmitten. Die leuchtende Fläche liegt im Unendlichen in der Richtung  $\omega$ ,  $\psi$ , wobei  $\omega$  in der Ebene  $xy$  von  $O$  nach  $y$ ,  $\psi$  von dieser Ebene nach  $Oz$  gemessen wird.  $\Theta$ ,  $\Phi$  sind entsprechend definiert. Der zweite Klammerausdruck wird auch hier der Einheit gleichgesetzt. Für ein kreisförmiges, gleichmäßig leuchtendes Objekt wird  $\psi^2 + \omega^2 = \varepsilon^2/4$ . Einsetzen

von  $\omega = \frac{\varepsilon}{2} u$ ;  $\frac{\pi l \varepsilon}{2 \lambda} = m$ ;  $\frac{a}{l} = p$  ergibt bei Reihenentwicklung nach  $p$  und  $\varepsilon$  die folgenden konstanten Faktoren:

$$J = 1 - \frac{p^2 m^2}{12} - \frac{p^2 \pi^2 l^2 \Theta^2}{3 \lambda^2} + A_0^{(u)} \left( 1 - \frac{1}{3} \frac{p^2 \pi^2 l^2 \Theta^2}{\lambda^2} \right) \cos \frac{2 \pi l \Theta}{\lambda} - A_1^{(u)} \frac{1}{3} m^2 p^2 \cos \frac{2 \pi l \Theta}{\lambda} \\ + B_1^{(u)} \cdot \frac{2}{3} m p \cdot \frac{\pi l \Theta}{\lambda} \sin \frac{2 \pi l \Theta}{\lambda} = \text{const} + f(\Theta) + p^2 \Phi(\Theta).$$

Ist der einem Extremwert zugeordnete Wert von  $\Theta$  für  $p = 0$  bekannt, so läßt sich durch ein dem Newtonschen ähnliches Näherungsverfahren der Wert  $K$  berechnen.



er bei  $p \neq 0$  den Wert  $\Theta = \Theta_0 + K p^2$  bestimmt. Unter Benutzung des Hamy'schen Wertes für  $A'_0 \left(1,22 \cdot \frac{\pi}{2}\right)$  folgt  $K = 1,47$  und damit für den Spaltabstand  $l$ , bei dem die zentralen Interferenzfransen verschwinden,  $\varepsilon = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{l} \left\{1 + 0,765 \left(\frac{a}{\lambda}\right)^2\right\}$ . Bei einem elliptischen Stern, dessen scheinbare Kontour durch  $a\psi^2 + 2b\psi\omega + c\omega^2 = 1$  dargestellt ist, ergibt sich der gleiche Wert, wie für kreisförmige Scheiben, wenn unter  $\varepsilon$  der senkrecht zur Spaltrichtung gemessene Halbmesser verstanden wird. Auch für eine Kreisscheibe mit abnehmender Intensität nach dem Rande lassen sich allgemeine Folgerungen ziehen. Jones findet  $\varepsilon > 1,22 \cdot \frac{\lambda}{l}$ , während nach Michelson für die Verteilung wie bei der Sonne  $\varepsilon = 1,33 \cdot \frac{\lambda}{l}$  sein muß. Ferner wird behandelt ein Doppelstern mit gleicher Helligkeit der Komponenten. Ist der Abstand der Komponenten  $\alpha$ , so folgt aus der Zerlegung des Integrals in zwei Teile, wenn  $\alpha$  in die Richtung  $Oy$  fällt,

$$\alpha = \frac{\lambda}{2l} \left[ 1 + \frac{\pi}{12} \left\{ 1 + \frac{\pi(\pi+4)}{32} \left(\frac{\varepsilon}{a}\right)^2 \right\} \left(\frac{a}{l}\right)^2 \right].$$

für Doppelsterne mit ungleicher Helligkeit oder Größe der Komponenten wird der Minimalkontrast bei  $\alpha = \frac{\lambda}{2l}$  erreicht. Ein vollständiges Verschwinden der Interferenzen ist nicht zu erzielen. Besser ist für die Bestimmung des Abstandes der Doppelsterne die Methode der Drehung. Ist der Winkel zwischen der Verbindungsline der Doppelsterne und der Verbindungslinie der Spaltmitten  $\xi$ , so ist für den Übergang von einem schrägen hellen zu einem schrägen dunklen Streifen  $\alpha \cos \xi = \frac{\lambda}{2l}$  wohl für unendlich kleine, als auch für endliche Öffnungen. H. R. SCHULZ.

**Jakob.** Temperaturschwankungen und Wärmefaufnahme der Kolben von Verbrennungsmaschinen. ZS. Ver. d. Ing. **66**, 1138—1140, 1922, Nr. 51/52. [320.] JAKOB.

**Aurice Hamy.** Sur le calcul d'une intégrale double qui se présente dans la théorie de la diffraction des images solaires par une fente rectangulaire. C. R. **175**, 606—608, 1922, Nr. 16. Bei der Behandlung der Beugungserscheinungen am Sonnenbild, die durch einen Spalt hervorgerufen werden, gelangt man, wenn man den Helligkeitsabfall von Sonnenmitte zu Sonnenrand berücksichtigt, zu einem Integral

$$\int_c \frac{(1-u^2)^{\sigma-\frac{1}{2}}}{(u-\alpha)^2} \cos 2m(u-\alpha) du \int_\gamma \frac{\cos 2nz \sqrt{1-u^2}}{z^2} (1-z^2)^\sigma dz,$$

dessen Wert auf 0,0001 numerisch ermittelt werden soll.  $\sigma$  ist eine ganze Zahl, die bis zu einigen Einheiten wachsen kann,  $m$  und  $n$  große ganze Zahlen,  $\alpha$  eine positive Zahl. Die Integrationsgrenze  $c$  umschließt den Punkt  $u = \pm 1$  und  $u = \alpha$ ; die Grenze  $\gamma$  ist der Halbkreis vom Radius 1, der positiven Ordinaten entspricht. Eine Zurückführung auf Exponentialfunktionen und sukzessive Integration nach der Hamy'schen Methode führt nicht zum Ziel, wohl aber eine Substitution neuer Variablen, von denen nur eine als Potenz hoher Ordnung auftritt. Es wird gesetzt  $\Theta = \frac{u}{m}$ ;  $u = \alpha - \Theta z \sqrt{1-u^2}$ . Als Integrationsweg für  $t$  ergibt sich eine geschlossene Linie  $G$ , die vom Weg  $\gamma$  unabhängig ist und die Eigenschaft hat, die Wurzeln der

Gleichung  $P = 1 + \Theta^2 z^2 - (\alpha + t)^2 = 0$  zu umschließen. Eins der sich ergebende vier Integrale weist die Form

$$J = \int_G E^{i2mt} dt \int_{\gamma} \frac{(1-z^2)^{\sigma}}{z^3} \frac{dz}{\sqrt{P}} \left[ \frac{\Theta z(t + \alpha) + \sqrt{P}}{1 + \Theta^2 z^2} \right]^{2\sigma} \left[ \frac{t - \Theta^2 z^2 \alpha + \Theta z \sqrt{P}}{t^2 + \Theta^2 z^2 (\alpha^2 - 1)} \right]^2$$

auf, dessen inneres Integral  $\int_{\gamma}$  in geschlossener Form lösbar ist. Der Ausdruck

läßt sich dann nach Hamy (Mém. de l'Acad. des Scien. **57**, 1922) behandeln. H. R. SCHULZ

**J. J. Hopfield.** Spectra of hydrogen, nitrogen and oxygen in the extrem ultraviolet. Phys. Rev. (2) **20**, 573—588, 1922, Nr. 6. Während man früher die meisten Gase, insbesondere  $N_2$  und  $O_2$  im äußersten Ultraviolett für undurchlässig hielt, weshalb Verf. bei früheren Versuchen (vgl. diese Ber. **3**, 1188, 1922) den Rezipienten mit  $H_2$  füllte, ergaben eben diese Versuche, daß die Absorption dieser Gase nicht so groß war, daß sie besondere Maßnahmen erforderte. Es wurde daher bei den neuen Versuchen der ganze Spektrograph, der die Entladungsröhre enthielt, mit den zu untersuchenden Gasen gefüllt. Der Spektrograph hatte ein Gitter von 50 cm Brennweite, die Entladungsröhre war, um sie für größere Belastungen (2,25 kW) geeignet zu machen, mit einem Öl-Kühlmantel versehen. Als Aufnahmемaterial mußte wegen der großen Krümmung der Fokalfäche Filme verwendet werden. Die Herstellung der Schumann-Filme wird sehr ausführlich mitgeteilt. Als Schichtträger dienten gewöhnliche Filme, die unbelichtet ausfixiert, schichtabwärts auf einige Lagen feuchten Filtrierpapiers befestigt und auf passenden Glastischchen nivelliert wurden. Die Rückseite dieser Filme wurde nun mittels einer Pipette mit der Emulsion begossen. Die Emulsion war nach dem Schumannschen Rezept hergestellt, mit dem Unterschied, daß statt Nelson-Gelatine eine gute Sorte französische „pastry gelatine“, davon aber nur 50 bis 60 Proz. der Schumannschen Menge genommen und die Reifungstemperatur zwischen 40 und 60° variiert wurde. Nach drei- bis vierstündigem Stehen der Emulsion auf dem Film wurde die Flüssigkeit vorsichtig entfernt und der Film zum Trocknen aufgehängt. Diese Filme erwiesen sich bei den  $H_2$ - und  $O_2$ -Aufnahmen sehr brauchbar, schleierten aber bei lang exponierten  $N_2$ -Aufnahmen völlig, wohl durch chemische Einflüsse von gebildetem  $N_2$ , wobei der Schleier fast unabhängig von der Stromstärke mit der Belichtungszeit rasch zunahm. Die stark belastbare ölgekühlte Röhre, welche die Belichtungszeit von Stunden auf Minuten reduzierte, half diesem Übelstand ab. Bei den Aufnahmen wurde zunächst der Spektrograph evakuiert, dann etwa eine Stunde mit dem zu untersuchenden Gas unter 4 bis 5 cm Druck gefüllt, um den Film „anzugewöhnen“, da dieser unter dem Einfluß der Trockenheit etwas schrumpft, sodann von neuem evakuiert und während der Belichtung unter fortgesetztem Pumpen neues Gas zugeführt, so daß eine beständige Strömung vorhanden war. Die Entladungsröhre wurde teils mit Gleichstrom, teils mit disruptiven Entladungen betrieben. Untersucht wurden  $H_2$ ,  $O_2$ ,  $N_2$ . Ergebnisse:  $H_2$ : Linienspektrum. Die erste Linie der Lymanserie fällt in vierter Ordnung mit  $H_{\beta}$  zusammen. Da die Mitte der Linie in Umkehr sehr scharf erschien, konnte sie so mit bisher unerreichter Genauigkeit zu  $\lambda = 1215,66 \pm 0,02 \text{ \AA}$ -E. gemessen werden, was mit dem theoretischen Wert genau übereinstimmt. Verf. schlägt daher vor, als Wellenlängen-Normalen die Linien der Lymanserie mit ihren theoretischen Werten zu benutzen. Das Viellinien-spektrum erstreckte sich bis 885,6 Å.-E. Das von Lewis gefundene kontinuierliche Spektrum zwischen 1680 und 1950 Å.-E. wurde ebenfalls beobachtet.  $N_2$ : Bei Gleichstrom ergab sich hauptsächlich ein Bandenspektrum. Die Werte von 19 Banden zwischen 1054 und 1384,7 Å.-E. sind

ergeben. Bei disruptiver Entladung ergab sich eine größere Anzahl Linien zwischen 1326,9 und 1326,9 Å.-E., deren stärkste die Wellenlänge 1085,5 hatte. Diese Linien sind bis auf zwei schwächere von Lyman im He gefunden worden und sind bei ihm in der Ansicht des Verf. durch Eindringen von Luft verursacht. O<sub>2</sub>: Eine mit Gleichstrom aufgenommene Platte zeigt deutlich die Schumannsche Absorptionsbande. In diesem durchsichtigen Gebiet erstreckt sich dann wieder von 1300 bis 1000 Å.-E. In diesem Gebiet wurden die Linien 1217,7, 1302,5, 1305,2 und 1306,4 beobachtet, welche dem O zugeschrieben werden. Bei niederem Druck und disruptiver Entladung veränderte sich die kurzwellige Absorption des O und das Linienspektrum erstreckt sich bis 1217,7 Å.-E. Bei einer Aufnahme mit 0,001 mm Druck, bei der der Hg-Dampf der Fusionspumpe Zutritt zum Spektrographen hatte, zeigten sich 15 neue Linien zwischen 433,0 und 788,1 Å.-E., die entweder vom O oder Hg herrühren. Zum Schluß wird die von Lenard in der Umgebung eines Al-Funkens beobachtete Fluoreszenz, die bis zu einer Entfernung von 5 cm reicht, auf die Durchlässigkeit von N und O für Licht der Wellenlänge 1000 bis 1400 Å.-E. zurückgeführt.

Joos.

**Federick Sumner Brackett.** Visible and infra-red radiation of hydrogen. *Phys. Journ.* **56**, 154—161, 1922, Nr. 3.

**S. Brackett.** Study of the Hydrogen Radiation in the Red and the Infra-red. *Phys. Rev.* (2) **20**, 111—112, 1922, Nr. 1. Untersuchung der Emissionslinien des Wasserstoff im Spektralgebiet zwischen 0,5 und 4,5  $\mu$ . Die Emission wird erzeugt durch elektrische Entladung in einer großen Glasröhre von etwa 1 m Länge mit einer Isolationsschürung von 25 cm Länge und 7 mm Durchmesser mit Entladungsströmen von 1 bis  $\frac{1}{3}$  Amp. Die Strahlung wird durch ein Steinsalzspektrometer zerlegt; als Indikator dient ein Thermoelement mit einem Galvanometer von der Empfindlichkeit  $10^{-10}$ . Von langwelligeren Linien finden sich 4,05 und 2,63  $\mu$  als die ersten Glieder der zweiten ultraroten Wasserstoffserie. Ferner werden Linien beobachtet bei 1,88  $\mu$ , 1,3  $\mu$ , 1,09  $\mu$ , 1,01  $\mu$  und 0,95  $\mu$ , welche die ersten fünf Glieder der ersten ultraroten Serie (Paschen) darstellen. Die von Paschen festgestellten Wellenlängen der ersten beiden sind 1,8751  $\mu$  und 1,2818  $\mu$ . — An den  $\alpha$ -Linien der Balmer- (H), der Paschen- (P) und der zweiten ultraroten (N) Serie wird als Funktion der erregenden Stromstärke die Strahlungsintensität gemessen, die mit steigender Stromstärke weniger als proportional zunimmt, und zwar bei  $P_\alpha$  am stärksten, so daß bei Stromstärken über 1 Amp.  $P_\alpha$  größere Intensität als  $H_\alpha$  aufweist (bei  $\frac{1}{3}$  Amp.  $P_\alpha : H_\alpha = 4 : 3$ ); unterhalb der angegebenen Stromstärke ist das Verhältnis umgekehrt (extrapoliert). Die Intensität von  $N_\alpha$  ist immer kleiner als die der beiden anderen Linien ( $H_\alpha : N_\alpha$  etwa 4 : 1 bei  $\frac{1}{3}$  Amp.).

REINKOBER.

**Prof. Maria Eder.** Spektralanalytische Untersuchungen zum Nachweis eines bisher unbekannten Elements der Terbiumgruppe und das Bogenspektrum des Terbiums. S.-A. Wien. Ber. **131** [2a], 199—298, 1922, Nr. 3. Verf. (vgl. diese Ber. **2**, 60, 1921) die Bogenspektren der Fraktionen zwischen Eranthium, Terbium und Dysprosium aufgenommen. (Die Spektren wurden durch Chloride auf Gaskohle erzeugt.) Dadurch wurde das Spektrum des Terbiums hergestellt und die Existenz eines neuen Elementes „Welsium“ zwischen Terbium und Dysprosium wahrscheinlich gemacht. Die vorliegende Publikation bringt als Beitrag die ausführlichen Wellenlängentabellen, deren Druck erst jetzt ermöglicht wurde. Zwischen 7257 und 2400 Å.-E. werden etwa 4000 Linien in I. Å.-E. gemessen und auf hundertstel Å.-E. angegeben, die Linien des Welsiums sind durch \*\* hervorgehoben. (Anm. d. Ref.: In diesem Fall könnte das Röntgenspektrum wohl bald eine Entscheidung bringen, ob ein neues Element vorliegt.)

V. ANGERER.

**H. J. C. Ireton.** Selektive Strahlungen an Quecksilberatomen besondere Erregungsweise. *Proc. Trans. Roy. Soc. Canada* **15**, 131—140, 1921. Verf. erläutert am Bohrschen Atommodell, in welcher Weise einzelne Hg-Linien durch gewisse andere von Hg-Dampf absorbierte erregt werden können. Er stellt Versuche darüber an, wie weit die Wellenlängen 5460,97 und 4046,78 Å vom Dampf emittiert werden, der vorher die Wellenlängen 2536,72 und 4358,66 Å absorbiert hat. Die Versuche sprechen für das Bestehen einer derartigen Anregung. Die Emission war verschieden, je nachdem der Hg-Dampf in Glas- oder Quarzgefäßen eingeschlossen war. In das Glasgefäß können die erregenden Strahlen zum Teil infolge seiner Absorption nicht eindringen. Mit Fluoreszenzerscheinungen hängt der erwähnte Unterschied nicht zusammen.

\*BY

**Clemens Schaefer und Martha Schubert.** Ultrarote Eigenfrequenzen der Silikate. *ZS. f. techn. Phys.* **3**, 201—204, 1922, Nr. 6. Frühere Messungen der Verf. an den kurzwelligen ultraroten Eigenschwingungen von Atomgruppen im Kristallgitter ( $\text{NO}_3$ ,  $\text{CO}_3$ ,  $\text{ClO}_3$ ,  $\text{BrO}_3$ ,  $\text{JO}_3$ ,  $\text{SO}_4$ ,  $\text{SeO}_4$ ,  $\text{CrO}_4$ , Kristallwasser) haben für jede derartige Gruppe charakteristische Eigenfrequenzen ergeben. Diese sind einfach bei den einachsigen, dreifach bei den zweiachsigen Kristallen und in bestimmter Weise den Vorzugsrichtungen der Kristalle zugeordnet. Die Wellenlängen der Eigenschwingungen sind nur wenig abhängig von der Natur des Kations, mit dem die Gruppe zu einer chemischen Verbindung zusammentritt: es sind innere Eigenschwingungen der betreffenden Gruppen und gleichzeitig Raumbitterschwingungen. Aus diesen Erwägungen wurden die Untersuchungen der ultraroten Spektren an Silikate ausgedehnt, bei denen besonders komplizierte molekulare Zusammensetzungen verhältnisse vorliegen. Untersucht wurden zwölf Metasilikate, für die sich zunächst im unpolarisierten Lichte bei fast allen Substanzen zwei Gruppen von Eigenschwingungen, und zwar zwischen 9 und  $12\mu$  einerseits und 16 und  $20\mu$  andererseits, ergaben. Mit polarisierter Strahlung ließen sich die einzelnen Komponenten der Gruppen den verschiedenen Kristallachsen zuordnen. Die zusammengehörigen Frequenzen zeigten dann die auch in den früheren Untersuchungen beobachtete Konstanz der Wellenlängen für die einander entsprechenden Schwingungen bei den verschiedenen Substanzen, so daß als wahrscheinlich betrachtet werden kann, daß bei den Metasilikaten eine  $\text{SiO}_3$ -Gruppe von im wesentlichen konstanter Beschaffenheit vorhanden ist. Unter zwölf Kristallen wurde eine Ausnahme (Analcim) beobachtet, über die noch kein endgültiges Urteil abgegeben werden kann. — Zwei untersuchte Orthosilikate, bei denen chemisch eine  $\text{SiO}_4$ -Gruppe zu erwarten wäre, zeigen solche Verschiedenheiten in ihren ultraroten Spektren, daß die Existenz einer derartigen geschlossenen Gruppe zu bezweifeln ist.

REINKOBB

**Joseph W. Ellis.** Improved methods in near infra-red absorption studies. *Science (N.S.)* **56**, 315—316, 1922, Nr. 1446. Die Mitteilung enthält zunächst eine Beschreibung eines Ultrarotspektrometers, die nichts Neues bietet. Verf. untersucht sodann eine größere Zahl organischer Substanzen (welche, wird nicht mitgeteilt) auf Eigenfrequenzen im kurzwelligen Ultrarot (1 bis  $3\mu$ ). Für die CH-Gruppe findet er als charakteristische Frequenzen  $1,70\mu$ ,  $1,15\mu$  und  $1,38\mu$ . Ganz sicher scheint die Zuordnung dieser Frequenzen zu einer CH-Gruppe nicht zu sein, da Verf. angibt, daß bei zahlreichen anderen Verbindungen mit derselben Gruppe die Eigenfrequenzen starke Verschiebungen gegenüber den oben mitgeteilten Werten zeigten. REINKOBB

**R. Darbord.** Vers la détermination directe de la longueur d'onde des rayons X. *Journ. de phys. et le Radium* **3**, 212—217, 1922, Nr. 6. Da die Beugung



Interferenz von Röntgenstrahlen im Kristallgitter geometrisch als Reflexion betrachtet werden kann, so muß es, wenn man an Stelle der Spiegel Kristalle benutzt — wenigstens theoretisch — möglich sein, den Fresnelschen Spiegelversuch (Interferenzzeugung durch Reflexion einer Lichtquelle an zwei unter einem kleinen Winkel gegeneinander geneigten Spiegeln) mit Röntgenstrahlen nachzuahmen und so zu einer Wellenlängenbestimmung derselben zu gelangen, die die Kenntnis der Gitterkonstanten der reflektierenden Kristalle nicht voraussetzt. Ein wesentlicher Unterschied gegenüber den optischen Verhältnissen, wo unter jedem Winkel Reflexion erfolgt, ergibt sich aber für die Röntgenstrahlen daraus, daß nur Einfallswinkel und Reflexionswinkel in Frage kommen, die der Beziehung  $n \cdot \lambda = 2d \cdot \sin(90^\circ - \alpha)$  genügen. Es läßt sich nämlich durch elementare geometrische Betrachtungen leicht zeigen, daß zwei kohärente Röntgenstrahlen sich überhaupt nur in einem einzigen Punkte schneiden und daher auch nur in diesem Punkte interferieren können. Es entspricht also für monochromatische Strahlen jedem Punkte der Antikathode ein und nur ein Punkt, in dem Interferenzen möglich sind. Das Interferenzgebiet ist also eine Abbildung der Strahlenquelle, die sogar, wie sich leicht erkennen läßt, mit der Strahlenquelle kongruent ist und deren Lage gefunden wird, indem man die Strahlenquelle, d. i. die Oberfläche der Antikathode, soweit sie emittiert, um die Schnittgerade der Kristallflächen als Achse um den Winkel  $(\pi - 2\alpha)$  dreht. Das Interferenzgebiet ist also eine Fläche, während es im optischen Falle räumliche Dimension hat. Da die Gangunterschiede an verschiedenen Punkten der Antikathodenoberfläche jedoch verschieden sind, so ist die Abbildung von Interferenzstreifen durchgezogen, für deren Abstände Verf. die Beziehung ableitet:  $\delta s = \frac{\lambda}{2 \varepsilon \cdot \cos \varphi}$ , wo  $\varepsilon$  den Winkel bedeutet, um den eine Kristallfläche gegen die andere gedreht ist, während  $\varphi$  ein Winkel ist, der von der Lage der Antikathodenoberfläche gegen das Lot von ihrem Mittelpunkt auf die Schnittgerade der Kristallflächen abhängt. Hieraus ist zu ersehen, daß bei der geringen Wellenlänge der Röntgenstrahlen sehr kleine und daher schwer herstellbare und genau meßbare Werte von  $\varepsilon$  und  $\cos \varphi$  erforderlich sind, um beobachtbare Abstände der Interferenzstreifen zu erhalten. Die Methode kann also nur Erfolg versprechen, wenn es möglich ist, Interferenzstreifen von sehr geringen Abständen zu photographieren. Um hierfür die Grenze zu ermitteln, stellte der Verf. besondere Versuche mit optischen Interferenzen und besonders feinkörnigen Platten an, die ihn zu dem Ergebnis führten, daß man Interferenzstreifen von der Größenordnung eines Mikrons noch photographieren und mikroskopisch beobachten kann. Der Versuch mit Röntgenstrahlen ist jedoch nicht ausgeführt.

BEHNKEN.

J. R. Duane and William Duane. The Scattering of X-Rays at Small Angles. Phys. Rev. (2) 20, 86—87, 1922, Nr. 1. Die Verff. haben vielfach beobachtet, daß die Streuung von Röntgenstrahlen in der Nachbarschaft des direkten Strahles sehr gering ist. Um diesen Umstand näher zu untersuchen, nehmen sie mit Hilfe einer spektrometerähnlichen Anordnung die Intensität der Streustrahlung von Al als Funktion des Streuwinkels auf und finden ein Maximum der Streuung bei  $13^\circ$ , während bei einer scharf markierten Einstellung von  $9^\circ 7'$  ein sehr kleiner Wert gefunden wird, der unter 1 Proz. des Maximalwertes liegt. Hieraus schließen die Verff., daß die Ursache der Streuung vorwiegend in der kristallinen Struktur des Al zu suchen sei, indem die Streuung durch Reflexion an den ungeordneten Kristalliten entstehe. Aus ihrer Wellenlängenspannung berechnen die Verff. nach der Formel  $V_e = \frac{h \cdot c}{\lambda}$  ihre Minimalwellenlänge und aus dieser und dem Grenzwinkel der Streuung nach  $\lambda = 2d \cdot \sin \Theta$

die Gitterkonstante des Al, die sie zu  $2,32 \text{ \AA}$  finden, während A. W. Hull in gute Übereinstimmung damit  $2,33 \text{ \AA}$  angibt. In einer Fußnote wird auf einen analogen Befund von Hewlett für C hingewiesen. (Vgl. diese Ber. 3, 916, 1922.) BEHNKE

**F. K. Richtmyer.** Note on the Size of the Electron as Determined by the Absorption and Scattering of X-Rays. Phys. Rev. (2) 20, 87—88, 1922, Nr. 1. J. J. Thomsons Gleichung für die Absorption und Streuung der Röntgenstrahlung

$\frac{\mu}{\rho} = K \cdot N^4 \cdot \lambda^3 + \frac{\sigma}{\rho}$  wurde vom Verf. und anderen bis herab zu  $\lambda = 0,09 \text{ \AA}$ . verifiziert. Für Al gibt die Extrapolation auf  $\lambda = 0$  einen Wert von  $\frac{\sigma}{\rho} = 0,15$  gegen einen theoretischen Wert von  $\frac{8 \pi}{3} \frac{e^4}{m^2} \cdot n = 0,20$  nach Thomson, während für

$\gamma$ -Strahlen  $\frac{\mu}{\rho} \sim 0,05$  gefunden wurde. Dementsprechend setzt A. H. Compton folgende

Formel an:  $\frac{\mu}{\rho} = \phi_f N^4 \lambda^3 + \phi_s \frac{\sigma_0}{\rho}$ , wobei  $\phi_f$  und  $\phi_s$  abhängig vom Verhältnis des

Wellenlänge der Strahlen zum Durchmesser des ringförmigen Elektrons, den Compton zu  $1,85 \cdot 10^{-10} \text{ cm}$  annimmt. Diese Formel wird für  $\lambda > 0,3 \text{ \AA}$  vom Verf. bestätigt. Für Wellenlängen von  $0,2$  bis  $0,1 \text{ \AA}$  dagegen ergeben sich beim Al nach Messungen des Verf. und solchen von Duane Abweichungen von  $7,5$  bis  $90 \text{ Proz.}$ , so daß für die Größe des Elektrons ein erheblich kleinerer Wert als der Comptonsche eingesetzt werden müßte. Extrapoliert man den Streukoeffizienten aus Messungen im Gebiet  $0,20 < \lambda < 0,40 \text{ \AA-E.}$  zu  $0,15$  und setzt in Comptons Formel einen Elektronendurchmesser von  $1 \cdot 10^{-11} \text{ cm}$  ein, so ergibt sich ein Streukoeffizient von  $0,057$  für  $\lambda = 0,005 \text{ \AA}$ .

BEHNKE

**J. M. Cork.** Characteristic X-Ray Absorption in the „L“ Series for Elements N 62 to N 77. Phys. Rev. (2) 20, 81, 1922, Nr. 1. Unter Anwendung einer photographischen Methode mit den W-Emissionslinien als Standard wurden die drei L-Grenzen der oben genannten Elemente gemessen. Die Wurzel aus der Frequenz als Funktion der Atomzahl aufgetragen ergibt (unter Hinzuziehung von Messungen anderer Beobachter) nach oben gekrümmte Kurven mit wachsender Atomzahl. Aus der Kombination der Absorptionsfrequenzen mit denjenigen von Emissionslinien lassen sich entsprechen dem Bohr-Sommerfeldschen Atommodell Energieniveaus ermitteln, wie von Wentz und Smekal vorgeschlagen wurde. Es wird angeregt, mit Hilfe der Energieniveaus eine einheitliche Bezeichnung der Emissionslinien durchzuführen, die deren Entstehung zum Ausdruck bringt.

BEHNKE

**O. Fritz.** Zur Wirkung der Verstärkungsschirme bei Röntgenspektrogrammen. Fortschr. a. d. Geb. der Röntgenstr. 29, 717—720, 1922, Nr. 6. Verschießt aus den Energieverteilungskurven des kontinuierlichen Röntgenspektrums von Ulrey und aus Spektrogrammen, die von Seemann unter Benutzung von Verstärkungsschirmen aufgenommen wurden, daß die Verstärkungswirkung kein reiner Absorptionseffekt ist; das photographische Intensitätsmaximum liegt an einer anderen Stelle, als es zu erwarten wäre bei Berechnung auf Grund einer Proportionalität der Verstärkungswirkung mit der Absorption des Wolframs (Hauptbestandteil des Schirms). GLOCKE

**Pauthenier.** Nouvelles applications de la méthode des charges de très courte durée et des éclairages instantanés. C. R. 172, 583—586, 1921, Nr. 1. Über die Methode der aperiodischen Ladungen und Entladungen von sehr kurzer Dauer, die Pauthenier schon bei Nitrobenzol und Schwefelkohlenstoff angewandt hat, ist schon berichtet worden in den Phys. Berichten 1, 1196—1197, 1920; 2, 1197—1200, 1921.

2—533, 533—584, 1921; 3, 262, 727, 1922. Nunmehr hat Pauthenier auch beim onochlorbenzol für die Verhältniszahl  $Q = \frac{n_e - n}{n_0 - n} = -2$ , also den von der Langeschen Orientierungshypothese geforderten Wert gefunden. Die elektrische Doppelbrechung von leitenden Flüssigkeiten wird in bezug auf den elektrischen Teil nach der gleichen Methode bestimmt, die Pauthenier in den oben erwähnten Arbeiten angewandt hat. Es werden dabei als Ladungsdauer (Zeit zwischen der Ladung des Kondensators und dem Augenblick, in dem der beleuchtende Funke überspringt) Zeiten von der Größenordnung  $10^{-7}$  sec und weniger benutzt. Kurz darauf wird der Kondensator wieder entladen. Der zum Beleuchtungsfunken gehörende Kondensator wird etwa 10 mal in der Sekunde entladen. Die Doppelbrechung der zu untersuchenden Flüssigkeiten (gewöhnliches destilliertes Wasser, Äthylalkohol und Mischungen der beiden) wird mit der des Schwefelkohlenstoffs dadurch verglichen, daß von zwei elektrisch parallel geschalteten Kondensatoren der eine festen Abstand (6,78 mm), der andere veränderlichen Abstand hat. Diese beiden Kondensatoren befinden sich zwischen gekreuzten Nicols, wobei die Nicolhauptschnitte mit den elektrischen Kraftlinien beider Kondensatoren je einen Winkel von  $45^\circ$  einschließen. Wenn diese Kerrkondensatoren nicht geladen sind, ist also der Beleuchtungsfunk — dessen Länge 3 mm und dessen Entfernung vom Auge 125 cm beträgt — unsichtbar. Beim Laden tritt Aufhellung ein, die durch Änderung des Plattenabstandes  $e'$  des einen Kondensators wieder beseitigt wird. Wenn mit  $B$  und  $B'$  die Kerrkonstanten bezeichnet werden, die zu den Flüssigkeiten gehören, deren Kondensatordicken  $e$  und  $e'$  sind, dann gilt  $B' = B \cdot \frac{e'^2}{e^2}$ . Die Ladungsdauer wurde nicht weiter als bis auf 4 bis  $5 \cdot 10^{-8}$  sec verkleinert. Zur Beobachtung wurde ein Gelbfilter benutzt. Setzt man für Schwefelkohlenstoff die Kerrkonstante  $B = 100$ , dann ist für Mischungen von Äthylalkohol und Wasser nach Pautheniers Messungen die Kerrkonstante (für  $17^\circ \text{C}$ )

	123	94	69,1	45,4	26,8	20,7	20,0	23,8
$100 \frac{c}{C}$	0	24,2	46,3	66,3	85,5	93,5	96,7	100

hierin ist  $c$  die Masse des im Volumen  $V$  der Lösung enthaltenen Alkohols und  $C$  die Masse des Alkohols, der allein das gleiche Volumen  $V$  einnimmt. 123 ist also bei dieser Maßeinheit (Schwefelkohlenstoff = 100) die Kerrkonstante des destillierten Wassers, 23,8 die des reinen Äthylalkohols. (Siehe auch diese Berichte 3, 727, 1922.)

Die zugehörige Kurve für diese Mischung hat also bei etwa  $100 \frac{c}{C} = 96$  ein Minimum.

ERFLE.

Richard Krämer. Eine leicht bewegliche Lampe zur Untersuchung im ultravioletten Licht. ZS. ophthalmolog. Opt. 10, 175—177, 1922, Nr. 6. Eine Liliputlampe von Leitz ist in ein mit Linsen- und Küvettenhalter versehenes Blechgehäuse eingebaut und hängt an einem sechsgelenkigen Stativ. Als Lichtfilter wird die „Vogtsche Lösung“ (Erioviridin und Kupfersulfat) verwendet. V. ANGERER.

Wien. Über eine Methode zur Trennung der Bogen- und Funkenlinien der Emissionsspektren. Ann. d. Phys. (4) 69, 325—334, 1922, Nr. 21. Wie üblich geschehen, werden „Bogenlinien“ die vom ungeladenen, „Funkenlinien“ die vom geladenen Atom ausgesandten Spektrallinien genannt. Ob die leuchtenden Atome gegen einander oder ungeladen sind, wurde mit Hilfe der früher (Ann. d. Phys. 60, 597, 1919) benutzten Anordnung, bei der Kanalstrahlen in ein hohes Vakuum austreten, untersucht.  $\frac{1}{2}$  mm hinter einem Spalt von  $0,2 \times 3$  mm, der Erzeugungs- und Beobachtungsräume trennt, befand sich ein Kondensator von  $2 \times 2$  mm Kantenlänge und 1 mm

Plattenabstand, der auf 250 bis 500 Volt aufgeladen wurde und dessen Feld quer zur Strahlrichtung lag. Ein Glas- und ein Quarzspektrograph wurde benutzt und der austretende Strahl befand sich, wie früher, an Stelle des Spaltes. — Es ergab sich, daß das Leuchten der Funkenlinien durch das Kondensatorfeld abgelenkt wird, das die Bogenlinien nicht. Bei  $H_2$  wird der die Balmerreihe aussendende Strahl nicht abgelenkt. Bei  $O_2$  sind die beiden gemessenen Serienlinien nicht ablenkbar, wohl aber die acht Funkenlinien. Aus der Größe der Ablenkung zu entscheiden, wieviel Ladung die Atome tragen, ist aus prinzipiellen Gründen unmöglich. Die  $N_2$ -Kanalstrahlen zeigten Linien,  $+$ - und  $-$ -Banden. Die acht beobachteten abgelenkten Linien gehören nach Stark sämtlich (teils zu dem „scharfen“, teils zu dem „unscharfen“) Funkenpektrum; von den drei nicht abgelenkten sind (nach Stark) zwei Bogenlinien. Die  $-$ -Banden werden (im Sinne  $+$  geladener Moleküle) abgelenkt, die  $+$ -Banden nicht. Alle 11 Hg-Linien waren nicht ablenkbar.

v. ANGERE

False spectra from diffraction gratings. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, Juli 1921 Nr. 5. Part I. Secondary Spectra. By W. F. Meggers and C. C. Kies, S. 437—429. Part II. Theory of Lyman Ghosts. By Carl Runge, S. 429—437. Part III. Periodic Errors in Ruling Machines. By J. A. Anderson, S. 437—442. Erster Teil: Falsche Spektrallinien können bei Gitterspektrographen entstehen: 1. Durch die Überdeckung der verschiedenen Ordnungen. Die dadurch entstehenden Irrtümer lassen sich durch sorgfältige Auswahl von Filtern vermeiden. Auch sind die falschen Linien aus den einfachen Zahlbeziehungen zu den wahren Linien zu erkennen. 2. Durch das Auftreten von „Geistern“ infolge periodischer Fehler der Teilmaschine. Alle Geister können bei komplizierteren Spektren nur durch ihre mehr oder weniger einfachen Zahlenbeziehungen zu den wirklichen Linien erkannt und nur vorhergesagt werden, wenn die Geisterkonstanten des Gitters bekannt sind. Obwohl diese Geister sehr schwach sind, können sie gefährlich werden, wenn im äußersten Ultrarot oder Ultraviolett lange Belichtungen erforderlich sind, wobei die Intensität der Geister des sichtbaren Spektrums von derselben Größenordnung werden kann wie die aufzunehmenden Linien. So wurden (im Bureau of St.) bei charakteristische Gruppen roter Linien im Ultrarot wiedergefunden. Bei Vakuum-spektrographen können derartige Geister aus dem sichtbaren Gebiet daran erkannt werden, daß sie bei Aufnahmen mit Luftfüllung nicht verschwinden. — Man unterscheidet zwei verschiedene Typen von Geistern: A. „Rowlandgeister“, die zuerst von Quinke 1872 beobachtet wurden und die von periodischen Fehlern der Teilmaschine herrühren, wodurch sich dem Hauptgitter ein zweites mit anderer Konstante überlagert. Die Abstände der Rowlandgeister von den wahren Linien lassen sich leicht berechnen, wenn man die Daten der Teilmaschine kennt. So wird ein Gitter mit 20000 Linien/inch auf einer Maschine mit  $\frac{1}{20}$  inch Ganghöhe und 1000 Zähnen im Schraubenkopfrad geteilt ist, periodische Fehler im Abstand von  $\frac{1}{20}$  inch oder 1000 Linien haben. Es ist damit ein Gitter von 20 Linien/inch dem eigentlichen überlagert. Folglich werden in 1. Ordnung die Geister einen Abstand von  $\pm \frac{n}{1000}$  ( $n = 2, 3, \dots$ ) von der wahren Linie haben. — B. „Lymangeister“, die in großer Entfernung von der wahren Linie auftreten und deshalb viel gefährlicher sind. In Untersuchung eines Gitters von Anderson traten derartige Geister in Form von Quadruplets bei  $\frac{2\lambda}{5}, \frac{3\lambda}{5}, \frac{4\lambda}{5}, \frac{6\lambda}{5}, \frac{7\lambda}{5}, \frac{8\lambda}{5}$  und  $\frac{9\lambda}{5}$  auf. Der Klärung der Herkunft dieser Geister ist die Hauptarbeit der vorliegenden Untersuchungen gewidmet. Es wurden zunächst Experimentaluntersuchungen an einigen Gittern von Anderson



genommen. Ergebnisse: Gitter 222, 7500 Linien/inch. Rowlandgeister bei Wellen-

länge  $\lambda_G = \left(1 + \frac{m}{375}\right) \lambda$ . Relative Intensität im Spektrum erster Ordnung:

$$\begin{array}{cccccc} m = & 0 & 1 & 2 & 3 & 4 & 5 & 6 \\ J = & 5000 & 2 & 1 & 1 & 2 & 1 & 1 \end{array}$$

Lymangeister bei Wellenlänge  $\lambda_G = \left(\frac{n}{5} \pm \frac{p}{1500}\right) \lambda$ ,  $n = 1, 2, \dots, 9$ ;  $p = \pm 1, 2, \dots, 9$ .

Intensität dieser Geister, die nur zum Teil beobachtet sind, ist von der Größenordnung  $10^{-5}$  der wahren Linie, der stärkste ( $n=7$ ,  $p=-1$ ) erreicht  $10^{-4}$ . Gitter

156: Rowlandgeister  $\lambda_G = \left(1 + \frac{n}{250}\right) \lambda$  in höheren Ordnungen bis 30 Proz. der

wahren Linie. Lymangeister  $\lambda_G = \left(\frac{n}{5} \pm \frac{p}{1750}\right) \lambda$  von der Größenordnung  $10^{-5}$ . —

Im letzten Teil wurden die Rowlandgeister der Gitter Nr. 330 und 65/331 untersucht. — Im ersten Teil wird von C. Runge die Theorie der Lymangeister entwickelt. Verf. sucht die Ursache in der Überlagerung zweier Perioden, die in keinem ganzzahligen Verhältnis stehen und nichts mit der Periode der Schraubenumdrehung zu tun haben. Bei Gitter Nr. 222 die große Periode 298 Striche, die kleine 5 Striche. Der Strichabstand braucht dabei nicht notwendig im Strichabstand zu liegen, sondern kann auch in einer Furchenform bestehen. Die Gangdifferenz zweier Strahlen, die von zwei aufeinanderfolgenden Furchen reflektiert sind, sei  $\alpha \lambda$ . Dann ist  $5 \alpha \lambda$  der Gangunterschied zwischen einer Gruppe von 5 Strichen und der nächsten. Dieser Unterschied wiederholt sich innerhalb der 298 Striche 59 mal. Die resultierende Amplitude wird, wenn man die von den drei Reststrichen herrührende vernachlässigt,

$$\begin{aligned} I &= \alpha \cos \left( \frac{ct}{\lambda} 2\pi \right) + \alpha \cos \left( \frac{ct}{\lambda} + 5\alpha \right) 2\pi + \dots + \alpha \cos \left( \frac{ct}{\lambda} + 59 \cdot 5\alpha \right) 2\pi \\ &= \alpha \frac{\sin(295 \alpha \pi)}{\sin(5 \alpha \pi)}. \end{aligned}$$

Das Gitter von 298 Strichen wiederholt sich nun  $n$ -mal. Dann wird die Gesamtamplitude

$$\begin{aligned} I &= A \cos \left( \frac{ct}{\lambda} 2\pi \right) + A \cos \left( \frac{ct}{\lambda} + 298\alpha \right) 2\pi + \dots + A \cos \left( \frac{ct}{\lambda} + (n-1) 298\alpha \right) 2\pi \\ &= \alpha \frac{\sin(295 \cdot \alpha \pi)}{\sin(5 \alpha \pi)} \cdot \frac{\sin(n \cdot 298 \alpha \pi)}{\sin(298 \alpha \pi)}. \end{aligned}$$

Der erste Faktor wird von wesentlicher Größe, wenn  $5 \alpha$  ganzzahlig, der zweite, wenn  $\alpha$  ganzzahlig wird. Um eine wesentliche Intensität zu erhalten, müssen also  $5 \alpha$  und  $298 \alpha$  nahezu ganzzahlig sein. Dabei muß die Abweichung von  $298 \alpha$  von einer ganzen Zahl kleiner als  $1/n$  sein, denn wäre sie  $n$ , so verschwände der Zähler. Ebenso muß die Abweichung von  $5 \alpha < \frac{1}{59}$  sein. Das Ergebnis ist, daß wir Maxima haben

an denjenigen Stellen, für die  $298 \alpha = m$  ist, wobei  $m$  eine ganze Zahl zwischen  $-\frac{298}{5} - 2$  und  $\frac{298}{5} + 2$  ist ( $p$  ganzzahlig). Rechnung und Beobachtung stimmen

ganzlich überein. — Im dritten Teil untersucht Anderson kritisch die Fehlerquellen der Teilmaschine. Eine Umdrehung des Treibrades, welche das Ziehen einer Linie bewirkt, heiße „ein Cykel“. Die Zahl der Zähne des Schraubenkopfes sei  $N$ ; in jedem Cykel soll das Rad um  $K$  Zähne weitergehen ( $K=1, 2, 3$ ). Die Schraube dreht sich also um den Winkel  $2\pi K/N$ . Die Gitterkonstante  $\alpha$  ist also  $K P/N$ . Die Lage der  $n$ -ten Linie von der ersten gerechnet ist gegeben durch  $x_n = \alpha n \pm e_n$ ,

wenn  $e_n$  der Fehler der  $n$ -ten Linie ist. Es sei nun 1.  $e_n$  rein zufällig verteilt; da muß, da nach einem allgemeinen Satz eine Wellenfront durch zufällige Phasenschwankungen, die  $< \frac{\pi}{2}$  sind, nicht ernstlich gestört wird, für eine senkrecht einfallende und reflektierte Welle sein:

$$|e_r| + |e_{r+1}| < \frac{\lambda}{8}, \text{ oder } e_n < \frac{\lambda}{16} \approx \frac{1}{400\,000} \text{ cm.}$$

2. Die  $e_n$  seien mit der Periode  $N$  veränderlich:

$$e_n = b \cdot \sin \frac{2\pi n}{N} + c \cdot \sin \frac{4\pi n}{N} + d \cdot \sin \frac{6\pi n}{N} + \dots$$

Im Spektrum  $s$ -ter Ordnung tritt dann ein Geist auf bei  $\lambda_G = \lambda \left(1 \pm \frac{1}{sN}\right)$  von

Intensität  $J_G = J_0 \frac{s^2}{4} \left(\frac{2\pi b}{a}\right)^2$ . Soll in der ersten Ordnung  $\frac{J_G}{J_n} = 10^{-3}$  sein, so muß

$b = \frac{a}{99,4} \approx \frac{a}{100}$  sein. — Durch Untersuchung der einzelnen Maschinenteile wird

nun der Nachweis erbracht, daß eine ideal starre Maschine alle Ansprüche befriedigen würde: 1. Das Zahnrad der Schraube muß auf  $\frac{1}{1750}$  inch genau zentriert sein. Technisch möglich ist noch zehnmal größere Genauigkeit. 2. Widerlager der Schraube: Eine Planfläche aus Rubin soll das konvex geschliffene Ende der Schraube genau in deren Achse berühren. Die erreichbare Genauigkeit von 0,1 mm entspricht  $\frac{1}{40}$  des erlaubten Fehlers. — 3. Die Schraubenlager: Wenn die Achse eines Lagers nicht mit der der Schraube zusammenfällt, beschreibt die Mutter eine Schraubenlinie. Durch interferometrische Beobachtung bei der Justierung kann man jedoch den Radius dieser Schraubenlinie auf einen kleinen Bruchteil einer Lichtwellenlänge bringen. — 4. Verbindung zwischen Mutter und Gitterwagen: Da eine Spiralbewegung der Mutter nicht ganz vermeidbar ist und da man die Achse der Schraube nicht exakt parallel zum Weg des Gitterwagens stellen kann, darf zwischen Mutter und Wagen keine starre Verbindung bestehen. Daher wird der Wagen durch ein konvexes Ansatzstück, gegen das zwei flache Winkelstücke der Mutter drücken, geschoben. Da der Radius der Schraubenlinie (3.) sehr klein ist, kann dadurch kein periodischer Fehler entstehen. — 5. Schraube und Mutter: Die Schraube muß gerade sein und überall gleichen Durchmesser haben. Eine Schwankung des Durchmessers kann keinen periodischen Fehler erzeugen; durch interferometrische Prüfung lassen sich Krümmungsradien von 600 Meilen noch sicher erkennen. Eine so schwache Krümmung ruft nur eine Schraubenbewegung der Mutter, aber keinen periodischen Fehler längs der Schraubenachse hervor. — Mit absolut starrem Material wäre es demnach möglich eine Maschine zu bauen, deren zufällige Fehler kleiner als  $\lambda/100$  und deren periodische Fehler kleiner als 0,002 der Gitterkonstante sind. Die Intensität der Geister wird dann z.B. in vierter Ordnung  $\frac{1}{1600}$  der wahren Linie. In Wirklichkeit sind die Gitter, die mit einer Maschine geteilt sind, welche nur  $\frac{1}{10}$  des erlaubten Fehlers besaß, praktisch unbrauchbar, und dies liegt an der elastischen Deformation des Materials: Die zur Bewegung des Gitterwagens nötige Kraft  $F$  nimmt anfangs zu und wird erst nach einigen Stunden konstant. Ihr ist eine Deformation proportional, deren Betrag zu ungefähr  $= 2 \times \text{Gitterkonstante } a$  gefunden wurde. Da die Fehler nach (III. 2.) nur 1 Proz. von  $a$  betragen sollen, müßte  $F$  auf  $\frac{1}{200}$  konstant bleiben. Eine Schraubenbewegung der Mutter hat aber eine periodische Schwankung von der Folge. — Als wahrscheinliche Ursache der beobachteten Lymangeister findet Verf. folgendes: Der Treibriemen der Maschine machte zwei Umdrehungen auf f

len der Maschine. Seine Zugschwankungen erzeugen die Periode 5, während große Periode durch kleine Schwankungen seiner Länge verursacht werden.  
ten. V. ANGERER und JOOS.

**Fritz.** Zur spektrometrischen Bestimmung der Röhrenspannung. II. Schr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 720—723, 1922, Nr. 6. Beim Transformator-  
trieb mit Nadelhalter bzw. mit Glühkathodenventil ergibt sich bei gleicher pri-  
er Klemmenspannung des Transformators gleiche Grenzwellenlänge für gewöhn-  
gashaltige Röntgenröhren und für Lilienfeldröhren, übereinstimmend mit der  
ack-Einsteinschen Formel. GLOCKER.

**Fritz.** Zur Ablesegenauigkeit mittels des Röntgenspektrometers nach  
ch, Staunig und Fritz. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 29, 712—716, 1922,  
3. Durch Vergleich der aus dem Übersetzungsverhältnis des Transformators er-  
haltenen Scheitelspannung mit der spektrometrisch abgelesenen Grenzwellenlänge  
ot sich, daß der Ablesefehler im Gebiet der technischen Röntgenstrahlungen bis  
1 A im Mittel 0,003 A beträgt. GLOCKER.

**van Walsem.** Praktische Notizen aus dem mikroskopischen Labo-  
rium. IV. Finder. V. Paraffineinschmelzung ohne Ofen. ZS. f. wissenschaft.  
oskop. 39, 133—137, 1922, Nr. 2.

**Jentzsch-Graefe.** Über Dunkelfeld- und Ultramikroskopie. D. Opt.  
henschr. 8, 847—852, 1922, Nr. 47/48. SCHEEL.

**Gramont.** Tableau des raies de grande sensibilité des éléments,  
iné aux recherches analytiques. C. R. 171, 1106—1109, 1920, Nr. 23.  
e Gramont gibt in dieser Arbeit (die dem Referenten leider verspätet zu-  
gen ist) eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand seiner schon seit vielen  
en im Gang befindlichen Untersuchungen über die „raies de grande sensibilité“  
„raies ultimes“, das sind also diejenigen Linien im Emissionsspektrum, die im  
densierten Funkenspektrum“ noch sichtbar bleiben, wenn das Element in äußerst  
er Menge vorhanden ist. Und zwar müssen diese Linien nicht immer die stärk-  
Linien des betreffenden Spektrums sein (s. A. de Gramont, C. R. 144, 1102,  
; diese raies ultimes (beständigsten Linien) bleiben auch noch bei Einschaltung  
starken Selbstinduktion bestehen (C. R. 144, 1102—1103, 1907). Bezüglich der  
chsanordnung wird auf eine frühere Arbeit Gramonts (C. R. 166, 94—99, 1918)  
esen, in der auf S. 94 von den früheren Arbeiten de Gramonts genannt  
C. R. 144, 1101—1104, 1907; 146, 1260—1263, 1908; 150, 37—40, 154—156, 1910;  
308—311, 1910; 155, 276—278, 1912 (dort auf S. 276 Angabe von Vorsichts-  
regeln für die Versuche); 159, 5—12, 1914 (in dieser Arbeit Angabe über die  
nderung der Empfindlichkeit je nach den Emissionsbedingungen). In der folgen-  
Viedergabe aus der Gramontschen Tabelle, S. 1107—1108, sind nur einige  
ente weggelassen, bei denen es sich nach Gramont um vorläufige Angaben  
elt; beispielsweise: Ir (3513,7 u; 3437,1; 3220,8 u), Pd (3634,7 u; 3609,6 u; 3421,2;  
u), Rh (3799,3; 3692,4; 3658,0; 3434,9 u) und andere. Die Reihenfolge der Ele-  
ist in der folgenden Wiedergabe so gewählt, wie in Kaysers Handbuch der  
roskopie, Bd. V (1910) und Bd. VI (1912). Die empfindlichsten Linien sind durch  
ruck gekennzeichnet. Die beständigsten Linien sind durch die Zusätze  $u_1$ ,  
gekennzeichnet, wobei  $u_1$  die Linie bezeichnet, welche am längsten bestehen  
d, wenn das betreffende Element in immer geringeren Mengen in der Mischung

## Die empfindlichsten Linien und die beständigsten Linien in den Dissoziationspektren der Elemente.

	Mit Okularbeobachtung	Photographische Aufnahme mit Kronvioldglasspektrograph		Photographische Aufnahme mit Quarzspektrograph	
Ag	5465,5; 5209,1	3383,0 $u_2$ ; 3280,7 $u_1$	—	2437,7	—
Al	6246,1; 6233,8	3961,5 $u_1$ ; 3944,0 $u$	—	3082,7; 3082,2	—
As	—	—	—	2860,5; 2780,2 $u$ ; 2745,0; 2349,8 $u$ ; 2288,1	—
Au	6278,2; 5837,4; 4792,6	3451,4	—	2802,2; 2676,0 $u_1$ ; 2428,0 $u$	—
Ba	5535,5	4934,1 $u_3$ ; 4554,0 $u_1$ ; 3891,8	—	2497,7 $u$ ; 2496,8 $u$	—
Bi	4722,5	—	—	2335,3	—
C	—	4266,9	—	3067,7 $u_1$ ; 2989,0; 2938,3; 2898,0 $u_3$ ; 2780,5	—
Ca	—	4226,7 $u_3$ ; 3968,5 $u_2$ ; 3933,7 $u_1$	—	2478,6 $u$ ; 2296,9	—
Cd	6438,5; 5085,8; 4800,0	3610,5; 3261,1	—	2748,6; 2288,0 $u_3$ ; 2265,0 $u_1$ ; 2144,4	—
Co	5353,5; 5342,7	3453,5 $u$ ; 3405,1 $u$	—	2388,9 $u_1$ ; 2378,6; 2363,8; 2311,6; 2307,9; 2286,2	—
Cr	5208,4; 5206,1; 5204,5	4289,7; 4274,8; 4254,3 $u$ ; 3605,3 $u$ ; 3593,5 $u$ ; 3578,7	—	—	—
Cs	—	4593,2 $u$ ; 4555,4 $u$	—	—	—
Cu	5218,2; 5153,3; 5105,6	3274,0 $u_3$ ; 3247,5 $u_1$	—	2755,7 $u$ ; 2749,3 $u$ ; 2739,6 $u$ ; 2395,6 $u$ ; 2382,0 $u_1$	—
Fe	4404,3; 4383,6	4045,8; 3820,4; 3737,1; 3734,9; 3570,2; 3565,4	—	2536,5 $u$	—
H	6562,8 $u$	—	—	—	—
Hg	5460,7; 4358,3	4047,2 $u_1$ ; 4044,2 $u$ ; 3447,4; 3446,4	—	—	—
K	5832,0; 5801,8; 5782,4	4602,2 $u$	—	2852,1 $u$ ; 2802,7 $u_3$ ; 2795,5 $u_1$	—
Li	6707,9 $u$	3838,3; 3832,3	—	2606,7; 2593,7 $u$ ; 2567,2 $u_3$	—
Mg	5183,6; 5172,7; 5167,3	4034,5; 4033,1; 4030,9 $u_3$	—	—	—
Mn	4923,6; 4733,5; 4754,1	3903,0 $u$ ; 3864,1 $u$ ; 3798,3 $u$ ; 3635,2	—	—	—
Mo	5570,5; 5533,2; 5506,5	3303,0 $u_3$ ; 3302,4 $u_3$	—	—	—
Na	5890,9 $u_3$	4101,0; 4079,7 $u$ ; 4059,0 $u$ ; 3358,4	—	2437,8; 2416,2 $u_1$ ; 2316,1 $u$ ; 2303,0 $u$	—
Nb	—	3619,4; 3524,5; 3515,1; 3414,8 $u$ ; 3380,6	—	2555,0; 2553,3 $u$ ; 2535,6 $u$ ; 2534,0	—
Ni	5476,9; 5081,1; 4714,4	—	—	2614,2; 2203,6; 2175,8	—
P	—	4057,8 $u_1$ ; 3683,5 $u_3$ ; 3639,6	—	3064,7; 2929,8; 2734,0; 2659,4	—
Pb	5608,9; 5005,5	3966,4 $u$ ; 3923,0; 3268,4	—	—	—
Pt	5475,8; 5390,8; 5301,6; 5227,6	4215,6 $u_3$ ; 4201,8 $u_1$	—	2598,1 $u$ ; 2528,5 $u$ ; 2516,1 $u$ ; 2506,9	—
Rb	—	3267,5; 3232,5	—	2863,3 $u$ ; 2840,0; 2706,5	—
Sb	—	—	—	2963,4	—
Si	6370,9; 6346,3; 5057,0; 5042,3	3801,0; 3330,6; 3262,3 $u$	—	2769,8; 2530,8; 2385,8 $u_1$ ; 2383,3 $u_2$	—
Sn	4524,7 $u$	4607,3 $u$ ; 4305,5; 4215,5 $u_3$ ; 4077,8 $u_1$	—	—	—
Sr	—	3631,9; 3406,9; 3318,8; 3311,2 $u$	—	—	—
Ta	6045,5; 5997,4	—	—	—	—
Te	—	3372,8 $u$ ; 3361,2 $u$ ; 3349,4 $u$	—	—	—
Ti	Gruppe im Grün (5014,3–4931,8)	—	—	—	—



anden ist (s. Tabelle S. 316). Eine Anzahl der Linien in der Spalte „Kronuviolektrograph“ können auch bei der Okularbeobachtung als empfindliche Linien zeichnet werden.

ERFLE.

**Sondén.** Zur Anwendung gefärbter Gläser statt Flüssigkeiten bei kolorimetrischen Untersuchungen. Ark. f. Kem., Min. och Geol. 8, Nr. 7, 10 S., 2, Nr. 3/4. Verf. weist auf den Nutzen hin, den bei kolorimetrischen Untersuchungen die Verwendung fester FarbfILTER an Stelle der gewöhnlich gebrauchten flüssigen Vergleichsflüssigkeiten hat. Da geeignete FarbgLäser, die wegen der Haltzeit allerdings am besten wären, nur schwer zu erhalten sind, empfiehlt es sich, für den jeweiligen Zweck passende Gelatinefilter selbst herzustellen, indem man photographische Diapositivplatten entsilbert und dann anfärbt. Beschrieben werden Filter aus Berlinerblau und Gelbfilter aus Bleinitrat + Kaliumbichromat, sowie Pikrinsäure, und als Beispiel deren Anwendung bei der Bestimmung der Farbe des Moorwassers und der Wasserstoff-Ionenkonzentration mit Bromthymolblau als Indikator.

FR. HOFFMANN.

## 7. Wärme.

von **Ferd. Mayer.** Bericht über die Theorie der Wanderungsgeschwindigkeit kraftgetriebener Partikel in reibenden Medien. Jahrb. d. Physik. 18, 201—239, 1922, Nr. 3. I. Die Wanderung in Gasen. 1. Problemstellung. 2. Herleitung der allgemeinsten Wanderungsgeschwindigkeitsformel und Bewertung derselben unter verschiedenen Annahmen. a) Gleiche Stoßzeiten und in Stoß ruhende Mediumsmoleküle. b) Berücksichtigung der Stoßzeitenverteilung. Einfluß der Bewegung der Mediumsmoleküle auf die Geschwindigkeitsverluste des Partikels bei den Zusammenstößen. 3. Verschiedene Annahmen über das Verhalten der Mediumsmoleküle an der Partikeloberfläche. 4. Zusammenstellung und Kritik der kinetischen Wanderungsgeschwindigkeitsformeln verschiedener Autoren. 5. Die dem Problem zugrunde liegenden Annahmen. — II. Die Wanderung der Elektronen in Gasen. 1. Herleitung der Wanderungsgeschwindigkeitsformel. 2. Vergleich mit der Wanderungsgeschwindigkeitsformeln verschiedener Autoren. — III. Der Anschluß der gaskinetischen Wanderungsgeschwindigkeitsformel an das Stokes-Kirchhoffsche Widerstandsgesetz. 1. Gültigkeitsbereich der Stokes-Kirchhoffschen Gleichung und dessen Erweiterung durch Cunningham. 2. Gültigkeitsbereich der gaskinetischen Gleichung. 3. Vergleich der gaskinetischen Lösung mit der hydrodynamischen. — IV. Flüssige Medien. Elektrolytische Ionen. 1. Der Freiraumfaktor  $\psi$ ; Berechnung der Kompressibilität. 2. Vergleich der gaskinetisch und hydrodynamisch berechneten Wanderungsgeschwindigkeiten in Wasser. 3. Elektrolytische Ionen. — Mittelpunkt des Berichts bilden zu allen seinen Abschnitten die Arbeiten Lenards über die Wanderung kraftgetriebener Partikel in reibenden Medien. Abschnitt I (Die Wanderung in Gasen) enthält die ausführliche Herleitung und Diskussion der Lenardschen Wanderungsgeschwindigkeitsformel von 1920. Es folgt eine Zusammenstellung und teilweise ablehnende Kritik der Formeln von E. Riecke, P. Drude, P. Langevin, J. Thomson, S. P. Townsend, deren Ergebnisse in einer Figur zum Vergleich graphisch dargestellt werden. (Vor der Anwendung aller dieser Ausdrücke wird ausdrücklich gewarnt; S. 220.) Schließlich wird unter den dem Problem zugrunde liegenden Annahmen besonders die Frage des Wärmegleichgewichts zwischen Partikel und Mediumsmolekülen diskutiert. — Der zweite Abschnitt behandelt den Spezialfall der

Wanderung von Elektronen in Metallen (Masse des kraftgetriebenen Partikels  $m$  gegenüber der Masse der Mediumsmoleküle). Anspruch auf Exaktheit wird auch wieder nur der Lenardschen Formel zugesprochen, die von den oben erwähnten Autoren gegebenen Ausdrücke, die in Tabellenform zusammengestellt sind, verworfen abgelehnt. Es wird darauf hingewiesen, daß die von A. H. Lorentz, P. Debye und N. Bohr aufgestellten Theorien für die Wanderungsgeschwindigkeit von Elektronen in Metallen in ihren Resultaten übereinstimmen und sich von dem Lenardschen Ausdruck um den Faktor  $\frac{2}{3}$  unterscheiden. Verf. sieht sich zu der Annahme gezwungen, daß dieser Unterschied entweder in der verschiedenen Definition der Geschwindigkeit (Quotient aus dem Wege, den ein einzelnes Elektron während sehr vieler Zusammenstöße in der Kraftrichtung zurücklegt, und der zur Durchlauf dieses Weges benötigten Zeit, bei Lenard, bzw. Mittelwerte der Geschwindigkeiten, die viele gleichzeitig zwischen zwei Zusammenstößen betrachtete Elektronen haben bei Boltzmann, Lorentz u. a.), oder aber durch einen gemeinsamen — bis jetzt freilich unaufgefundenen — Mangel in den Theorien der letzterwähnten Autoren verursacht sei, während er selbst sich bedingungslos zur Definition und Ableitung von Lenards bekennt. — Abschnitt III diskutiert die Gültigkeitsbereiche der Stokes-Kirchhoffschen hydrodynamischen Gleichung, einschließlich ihrer von McKeehan, Cunningham u. a. herrührenden Erweiterungen auf kleine Partikel und der Lenardschen „gaskinetischen“ Gleichung. Vergleich beider Lösungen ergibt Übereinstimmung der hydrodynamischen und gaskinetischen Resultate für Partikelradius im gemeinsamen Gültigkeitsbereich, bis auf Abweichungen in Zahlenkoeffizienten bei den verschiedenen Autoren, die auf verschiedene Annahmen über das Verhalten der Mediumsmoleküle an der Partikeloberfläche zurückgehen. Von Lenard gewählten Werte des Koeffizienten  $A$  bedingen stetigen Anschluß der hydrodynamischen und der gaskinetisch berechneten Werte an der gemeinsamen Grenze. — Abschnitt IV enthält die Übertragung der Lenardschen Gleichung auf flüssige Medien, insbesondere für den Fall elektrolytischer Ionenwanderung, Berücksichtigung der Raumerfüllung der Mediumsmoleküle verlangt, wie sie sich dem „Freiraumfaktor“  $\psi$  ausdrückt. Tabellarische Zusammenstellung zeigt, daß die kleinen Partikeln (Radius  $10^{-8}$  bis  $10^{-3}$  cm) im Wasser gaskinetisch und hydrodynamisch berechnete Wanderungsgeschwindigkeit ineinander übergehen, wenn sich in der kleinen Lücke, die hier zwischen den beiden Gültigkeitsbereichen besteht, graphische Interpolation erlaubt. Elektrolytische Ionen fallen ihrer Größe nach ausschließlich in den Gültigkeitsbereich der „gaskinetischen Gleichung“ von Lenards. Eine Tabelle enthält die nach Lenard berechneten Ionenradien etlicher Elemente und zugleich die Zahl der zugehörigen Wassermoleküle. Die Berechnung stützt sich auf Messungen Washburns über die Wassermittführung der Ionen und ergibt bei den Alkalimetallen die bekannte Anomalie — umgekehrte Reihenfolge der Größe der Atomvolumina und der der Ionenradien. — Im Gegensatz zu den bisherigen hydrodynamischen Berechnungen ergeben sich aber die Ionenradien, die man genug, um diese Anomalie durch Hydratation zu erklären. Eine Theorie Borns auf Grundlage der hydrodynamischen Gleichungen und der Debyeschen Dipoltheorie arbeitet, erfährt ablehnende Kritik.

**A. de Gramont.** Tableau des raies de grande sensibilité des éléments destinées aux recherches analytiques. C. R. 171, 1106—1109, 1920, Nr. 1106 [S. 315.]

**Ezer Griffiths and J. H. Awbery.** Thermometer lag in cold storage practical. Engineering 114, 508, 1922, Nr. 2964. Verff. untersuchen eine Reihe von Thermometern

Die Messung tiefer Temperaturen in Lagerhäusern auf ihre thermische Trägheit. und Quecksilber- und Weingeistthermometer, nackt und in Holzfassung, Quecksilber-Druckthermometer, bei denen das Quecksilber in einem Stahlgefäß unter Verengung einer feinen Kapillare auf ein Bourdonmanometer wirkt, und Widerstandsthermometer mit Platinspule auf Porzellan. Die Thermometer wurden teils in einem Führvorrichtung versehenen Bad aus Äther und fester Kohlensäure, teils in einem reinen Luftbad mit Kühlschlange bis  $-60^{\circ}\text{C}$  geeicht. Das Luftbad diente auch zur Bestimmung der thermischen Trägheit, wobei das Thermometer aus der Zimmertemperatur plötzlich in die auf etwa  $-35^{\circ}\text{C}$  konstant erhaltene Temperatur des Bades eingetaucht wurde. Die Änderung der Temperatur der Instrumente mit der Zeit erfolgt unter diesen Umständen exponentiell. Die Trägheit läßt sich graphisch aus dem Gefälle der Geraden ableiten, die sich bei Aufzeichnung des Logarithmus der Temperatur in Abhängigkeit von der Zeit ergeben. Verff. finden für das nackte Quecksilberthermometer 3,38, das Alkoholthermometer 6,11, das Quecksilberthermometer in Holzfassung 14,57, das Platinthermometer 17,29 und das Quecksilber-Druckthermometer 18,28 Minuten.

FR. HOFFMANN.

Thomson. Further Studies on the Electron Theory of Solids. The compressibilities of a Divalent Metal and of the Diamond. Electric and Thermal Conductivities of Metals. Phil. Mag. (6) 44, 657—679, 1922, Nr. 262, 263, 264, 265, 266, 267, 268, 269, 270, 271, 272, 273, 274, 275, 276, 277, 278, 279, 280, 281, 282, 283, 284, 285, 286, 287, 288, 289, 290, 291, 292, 293, 294, 295, 296, 297, 298, 299, 300, 301, 302, 303, 304, 305, 306, 307, 308, 309, 310, 311, 312, 313, 314, 315, 316, 317, 318, 319, 320, 321, 322, 323, 324, 325, 326, 327, 328, 329, 330, 331, 332, 333, 334, 335, 336, 337, 338, 339, 340, 341, 342, 343, 344, 345, 346, 347, 348, 349, 350, 351, 352, 353, 354, 355, 356, 357, 358, 359, 360, 361, 362, 363, 364, 365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372, 373, 374, 375, 376, 377, 378, 379, 380, 381, 382, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389, 390, 391, 392, 393, 394, 395, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402, 403, 404, 405, 406, 407, 408, 409, 410, 411, 412, 413, 414, 415, 416, 417, 418, 419, 420, 421, 422, 423, 424, 425, 426, 427, 428, 429, 430, 431, 432, 433, 434, 435, 436, 437, 438, 439, 440, 441, 442, 443, 444, 445, 446, 447, 448, 449, 450, 451, 452, 453, 454, 455, 456, 457, 458, 459, 460, 461, 462, 463, 464, 465, 466, 467, 468, 469, 470, 471, 472, 473, 474, 475, 476, 477, 478, 479, 480, 481, 482, 483, 484, 485, 486, 487, 488, 489, 490, 491, 492, 493, 494, 495, 496, 497, 498, 499, 500, 501, 502, 503, 504, 505, 506, 507, 508, 509, 510, 511, 512, 513, 514, 515, 516, 517, 518, 519, 520, 521, 522, 523, 524, 525, 526, 527, 528, 529, 530, 531, 532, 533, 534, 535, 536, 537, 538, 539, 540, 541, 542, 543, 544, 545, 546, 547, 548, 549, 550, 551, 552, 553, 554, 555, 556, 557, 558, 559, 560, 561, 562, 563, 564, 565, 566, 567, 568, 569, 570, 571, 572, 573, 574, 575, 576, 577, 578, 579, 580, 581, 582, 583, 584, 585, 586, 587, 588, 589, 590, 591, 592, 593, 594, 595, 596, 597, 598, 599, 600, 601, 602, 603, 604, 605, 606, 607, 608, 609, 610, 611, 612, 613, 614, 615, 616, 617, 618, 619, 620, 621, 622, 623, 624, 625, 626, 627, 628, 629, 630, 631, 632, 633, 634, 635, 636, 637, 638, 639, 640, 641, 642, 643, 644, 645, 646, 647, 648, 649, 650, 651, 652, 653, 654, 655, 656, 657, 658, 659, 660, 661, 662, 663, 664, 665, 666, 667, 668, 669, 670, 671, 672, 673, 674, 675, 676, 677, 678, 679, 680, 681, 682, 683, 684, 685, 686, 687, 688, 689, 690, 691, 692, 693, 694, 695, 696, 697, 698, 699, 700, 701, 702, 703, 704, 705, 706, 707, 708, 709, 710, 711, 712, 713, 714, 715, 716, 717, 718, 719, 720, 721, 722, 723, 724, 725, 726, 727, 728, 729, 730, 731, 732, 733, 734, 735, 736, 737, 738, 739, 740, 741, 742, 743, 744, 745, 746, 747, 748, 749, 750, 751, 752, 753, 754, 755, 756, 757, 758, 759, 760, 761, 762, 763, 764, 765, 766, 767, 768, 769, 770, 771, 772, 773, 774, 775, 776, 777, 778, 779, 780, 781, 782, 783, 784, 785, 786, 787, 788, 789, 790, 791, 792, 793, 794, 795, 796, 797, 798, 799, 800, 801, 802, 803, 804, 805, 806, 807, 808, 809, 810, 811, 812, 813, 814, 815, 816, 817, 818, 819, 820, 821, 822, 823, 824, 825, 826, 827, 828, 829, 830, 831, 832, 833, 834, 835, 836, 837, 838, 839, 840, 841, 842, 843, 844, 845, 846, 847, 848, 849, 850, 851, 852, 853, 854, 855, 856, 857, 858, 859, 860, 861, 862, 863, 864, 865, 866, 867, 868, 869, 870, 871, 872, 873, 874, 875, 876, 877, 878, 879, 880, 881, 882, 883, 884, 885, 886, 887, 888, 889, 890, 891, 892, 893, 894, 895, 896, 897, 898, 899, 900, 901, 902, 903, 904, 905, 906, 907, 908, 909, 910, 911, 912, 913, 914, 915, 916, 917, 918, 919, 920, 921, 922, 923, 924, 925, 926, 927, 928, 929, 930, 931, 932, 933, 934, 935, 936, 937, 938, 939, 940, 941, 942, 943, 944, 945, 946, 947, 948, 949, 950, 951, 952, 953, 954, 955, 956, 957, 958, 959, 960, 961, 962, 963, 964, 965, 966, 967, 968, 969, 970, 971, 972, 973, 974, 975, 976, 977, 978, 979, 980, 981, 982, 983, 984, 985, 986, 987, 988, 989, 990, 991, 992, 993, 994, 995, 996, 997, 998, 999, 1000.

MEISSNER.

Cuy. Vergleich von Tammanns und Cuys Theorien über die periodischen Unregelmäßigkeiten der physikalischen Eigenschaften in homologen Reihen. ZS. f. anorg. Chem. 115, 273—287, 1921, Nr. 4. [S. 286.]

Tammann. Bemerkungen zu den periodischen Unregelmäßigkeiten der physikalischen Eigenschaften in homologen Reihen. ZS. f. anorg. Chem. 115, 288—289, 1921, Nr. 4. [S. 287.]

GUIDO MOELLER.

Tammann. Über die Schmelzpunkte der Glieder homologer Reihen. ZS. f. anorg. u. allgem. Chem. 109, 221—225, 1920. Nr. 3/4.

SCHEEL.

Roth. Untersuchungen über die Änderung mehrerer physikalischer Eigenschaften eines Hartporzellans durch wechselnden Gehalt an Kalium-Natronfeldspat und durch unterschiedliche Brennweise. Sprechsaal 53—534, 1922, Nr. 49. Verf. untersucht Hartporzellane von der Zusammensetzung:

Tonsubstanz (Zettlitzer Kaolin) . . .	50 Gew.-Tle.
Quarz (Hohenbockaer Sand) . . . . .	25 „
Feldspat . . . . .	25 „

er zwei Sorten von Feldspat, einen Kali- und einen Natronfeldspat, benutzt, Mengenverhältnisse in sieben Stufen verändert werden. — Die aus der Masse hergestellten Probekörper wurden in Industrieöfen bei Segerkegel 9 bis 10 ( $1290^{\circ}\text{C}$ ) bis 15 bis 16 ( $1442^{\circ}\text{C}$ ) gebrannt und auf ihre physikalischen Eigenschaften untersucht. Von den Vorgängen während des Brennens entwirft Verf. folgendes Bild: Das System Tonsubstanz-Feldspat-Kieselsäure geht bei  $900^{\circ}\text{C}$  in das eindeutige System Feldspat-Kieselsäure-Sillimanit über. Bei  $1120^{\circ}$  schmilzt der Feldspat und löst bei höheren Temperaturen einen Teil des Sillimanits und der Kieselsäure auf. Dabei geht der nicht gelöste Sillimanit aus der amorphen in die kristallinische Form über. Bei etwa  $1480$  bis  $1500^{\circ}$  ist die kristalline Kieselsäure vollkommen gelöst und es besteht ein Gleichgewicht zwischen dem maximal ausscheidbaren Sillimanit



und der Schmelze. Bei weiterer Temperatursteigerung lösen sich die Sillimanitkristalle in der Schmelze auf, bis bei etwa 1600° eine klare homogene Schmelze erreicht ist. Wird diese langsam abgekühlt, so entsteht durch Auskristallisation eine Schmelze, die mit dem maximal ausscheidbaren Sillimanit im Gleichgewicht ist; die darauf bei weiterer Abkühlung glasig erstarrt. Man erkennt, daß bleibende Veränderungen des Scherbens nur bis zu einer bestimmten Zusammensetzung und Temperatur möglich sind, sowie daß bei Temperatursteigerungen darüber hinaus Vorgänge reversibel sind. — Trägt man über dem Dreistoffsystem als räumliche Koordinaten die Schmelztemperaturen auf, so entsteht ein zusammenhängender Kurvenzug als Zustandsdiagramm der Zusammensetzung. Diese Kurve bewegt sich zunächst von dem reinen Feldspatschmelzpunkt zum Kieselsäureschmelzpunkt und dann in scharfer Biegung zum Sillimanitschmelzpunkt hin. — Bei zahlreichen Eigenschaften läßt sich ein enger Zusammenhang mit der Zusammensetzung der Masse und der Brenntemperatur erkennen, so bei der Zähflüssigkeit, der Schwindung, dem spezifischen Gewicht, dem linearen Ausdehnungskoeffizienten, der Transparenz, der Festigkeit, der Dielektrizitätskonstanten und elektrischen Durchschlagsfestigkeit. — Allgemein ergibt sich, daß bei Hartporzellan der untersuchten Art die Erhöhung der Brenntemperatur über Segerkegel 14 hinaus eine eindeutige Verbesserung der technischen Qualität zur Folge hat. Die Natronfeldspatmassen erreichen die gleichen physikalischen Eigenschaften wie die Kalifeldspatmassen bei Brenntemperaturen, die um etwa zwei Segerkegel tiefer liegen.

FR. HOFFMANN

**I. V. Brumbaugh and G. W. Jones.** Carbon monoxide in the products of combustion from natural gas burners. Techn. Pap. Bur. of Stand. 16, 431—434, 1922, Nr. 212. Experimentelle Untersuchung der Bedingungen, unter denen sich bei einigen Arten von Gasbrennern Kohlenoxyd bilden kann.

MAX JAKOB

**Max Jakob.** Temperaturschwankungen und Wärmeaufnahme der Kolben von Verbrennungsmaschinen. ZS. Ver. d. Ing. 66, 1138—1140, 1922, Nr. 51. Die Temperaturschwankungen der dem Zylinderraum zugewandten Fläche des Kolbens von Verbrennungsmaschinen werden unter der vereinfachenden Annahme berechnet, daß die Temperatur im Gasraum sich sinusförmig mit der Zeit ändere, daß die Wärmeübergangszahl (äußere Wärmeleitfähigkeit) der Innenfläche des Kolbens unveränderlich sei und daß von dem radialen Temperaturgefälle im Kolben abgesehen werden könne. Es zeigt sich, daß bei 125 bzw. 2000 Umläufen pro Minute der Kurbelwelle einer Viertaktmaschine die Temperatur eines Eisenkolbens nur um etwa  $\pm 4$  bzw.  $\pm 1^\circ$  schwankt, wenn das Gas bei jedem Arbeitsspiel zwischen 2500 und 2000° variiert. Bei einem Aluminiumkolben beträgt die Amplitude der Temperaturschwingung etwa  $\frac{2}{3}$  der des Eisenkolbens. Zeitliche Temperaturschwankungen der Kolben um mehr als  $\pm 10^\circ$  dürften bei Verbrennungsmaschinen kaum vorkommen. Die örtlichen Temperaturunterschiede an den Kolben zu messen, ist also viel wichtiger. — Für den Verlust durch stationäre Wärmeabströmung von dem heißen Kolben hat seine mittlere Wärmeaufnahme von Bedeutung. Diese ist von dem Material des Kolben und der Beschaffenheit seiner Innenfläche abhängig, da durch Gesamtstrahlung an eine raue oxydierte Gußeisenfläche beispielsweise über viermal soviel Wärme übergeht, als an eine matte Messingfläche. — Da nach G. Becker (Vervollkommen der Kraftfahrzeugmotoren durch Leichtmetallkolben 1922) Rußkrusten an Leichtmetallkolben schlecht haften und im Betrieb abblättern, so ist der Wärmeverlust eines Motors mit Leichtmetallkolben selbst bei gleicher Temperatur der Kolbeninnenfläche geringer als bei Gußeisenkolben.

MAX JAKOB